SÉRIE A, N° 3959
N° D'ORDRE : 4810

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

James LEQUEUX

1re THÈSE : Mesures interférométriques à haute résolution du diamètre et de la structure des principales radiosources à 1420 MHz.

2e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

12 NOV. 1962

Soutenues le octobre devant la Commission d'examen.

MM. DANJON *Président.*
MARECHAL, SCHATZMAN *Examinateurs.*

SERVICE DES PUBLICATIONS DU C. N. R. S.
13, Quai Anatole-France
PARIS 7e

Série A, N° 3959
N° d'ordre : 4810

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

James LEQUEUX

1re THÈSE : Mesures interférométriques à haute résolution du diamètre et de la structure des principales radiosources à 1420 MHz.

2e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le octobre devant la Commission d'examen.

MM. DANJON *Président.*
MARÉCHAL, SCHATZMAN *Examinateurs.*

SERVICE DES PUBLICATIONS DU C. N. R. S.
13, Quai Anatole-France
PARIS 7e

Doyen . . . . . M. ZAMANSKY

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.
PRÉVOST	T	Chimie organique.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.
WYART	T	Minéralogie et Cristal.
TEISSIER	T	Zoologie.
MANGENOT	T	Biologie végétale (Orsay).
AUGER	T	Physique quantique et Relativité.
MONNIER	T	Physiologie Générale.
PIVETEAU	T	Paléontologie.
ROCARD	T	Physique (E. N. S.).
CARTAN	T	Mathématiques (E. N. S.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.
FAVARD	T	Géométrie supérieure.
COULOMB	T	Physique du Globe.
Mlle COUSIN	T	Biologie Animale (S. P. C. N.).
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.
DRACH	T	Zoologie.
KASTLER	T	Physique (E. N. S.).
ÉPERRUSSI	T	Génétique.
RIVIÈRE	T	Géologie (S. P. C. N.) et sédim.
GAUTHERET	T	Biologie Végétale (P. C. B.).
LUCAS R.	T	Recherches Physiques.
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire.
ARNULF	T	Optique appliquée.
MORAND	T	Physique Enseignement.
SOLEILLET	T	Physique (P. C. B.).
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.
DANJON	T	Astronomie.
PETIT	T	Biologie maritime.
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
GALLIEN	T	Embryologie.
EICHHORN	T	Botanique.
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S. P. C. N.).
Mlle CAUCHOIS	T	Chimie Physique.
THELLIER	T	Physique du Globe.
L'HÉRITIER	T	Biologie Générale (Orsay).
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay).
PONCIN	T	Mécanique Générale.
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des Nombres.
QUFLET	T	Chimie Organique.
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.
CUVILLIER	T	Micropaléontologie.
JUNG	T	Pétrographie.
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
WIEMANN	T	Chimie organique et structurale.
JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay).
VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
DESTOUCHES	T	Théories Physiques.
AMIEL	T	Chimie générale.
HOCART	T	Minéralogie et Cristallographie.
J. P. MATHIEU	T	Physique (Optique).
COUTEAUX	T	Biologie animale (P. C. B.).
MAY	T	Zoologie (Orsay).
CHOQUET	T	Théorie des fonctions et Topologie.
FELDMANN	T	Biologie végétale marine.
GUINIER	T	Physique des Solides (Orsay).
JOST	T	Physiologie comparée.
FORTET	T	Calcul des prob. et Physique mathématique.
SCHWARTZ	T	Calcul différentiel et Intégral.
CHOUARD	T	Physiologie végétale.
MALAVARD	T	Aviation (Technique Aéronautique).
BRELOT	T	Calcul différentiel et intégral.
NORMANT	T	Synthèse organique générale.
BENARD	T	Chimie Minérale.
BUVAT	T	Botanique (E. N. S.).
DUGUE	T	Statistiques Mathématiques.
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
ULRICH	T	Physiologie végétale.
MARÉCHAL	T	Optique théorique et Appliquée.
KIRRMANN	T	Théories Chimiques.
CHADEFAUD	T	Botanique.
Mlle LE BRETON	T	Physiologie de la nutrition.
SALEM	T	Mathématiques générales.
LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie.
DEVILLERS	T	Anatomie et Histologie comparées.
EHRESMANN	T	Topologie Algébrique.
FRANÇON	T	Physique (S. P. C. N.).
GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
GODEMENT	T	Mathématiques (M. P. C.).
PISOT	T	Techniques mathématiques de la Physique.
ROCH	T	Géologie.
SCHATZMAN	T	Astrophysique.
TERMIER	T	Paléontologie stratigraphique.
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
LENNUIER	T	Physique (M. G. P.).
RIZET	T	Génétique (Orsay).
ROUTHIER	T	Géologie appliquée.
Mme TONNELAT	T	Physique Théorique.
DIXMIER	T	Mathématiques (M. P. C.).
SOUCHAY	T	Chimie générale.
AIGRAIN	T	Électrotechnique générale.
BRUSSET	T	Chimie systématique.
M. LEVY	T	Phys. théorique des hautes énergies (Orsay).
Mme CHAIX	T	Chimie biologique.
Mme HUREL-PY	T	Biologie végétale (P. C. B.).
PIAUX	T	Chimie (M. P. C.).
BRUN	T	Mécanique théorique des fluides.
LEDERER	T	Chimie biologique.
CHEVAUGEON	T	Botanique (Orsay)
KAHANE	T	Mathématiques (Orsay)
SAMUEL	T	Mathématiques E. N. S. féminine.
KOURGANOFF	T	Astronomie (Orsay).
THIRY	T	Mécanique céleste.
Mme DUBREIL	T	Mathématiques (Agrégation).
Mme LELONG	T	Mathématiques (E. N. S.).
BELLAIR	T	Géologie (S. P. C. N.).
COTTE	T	Physique électricité.
DUBOIS J. E.	T	Chimie organique.
LAMOTTE	T	Zoologie (E. N. S.).
MICHEL A.	T	Chimie Minérale (Orsay).
OLMER	T	Énergétique générale.
ROUAULT	T	Électricité (Orsay).
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
BARCHEWITZ	T	Chimie Physique.
BROSSEL	T	Physique atomique.
BUSER	T	Physiologie comparée.
CAMUS	T	Physiologie végétale (B. M. P. V.).
CASTAING	T	Physique (Orsay).
CURIEN	T	Minéralogie et Cristallographie.
MOYSE	T	Physiologie végétale (Orsay).
NOIROT	T	Évolution des êtres organisés.
PANNETIER	T	Chimie générale (Orsay).
POSSOMPES	T	Zoologie.
PULLMANN	T	Chimie théorique.
TEILLAC	T	Physique nucléaire et Radioactivité.
TONNELAT	T	Biologie physico-chimique.
VILLE	T	Économétrie.
WILLEMART	T	Chimie (P. C. B.).
DODE	T	Chimie (Orsay).
FREYMANN	T	Recherches physiques.
GUINOCHET	T	Biologie végétale (S. P. C. N.) (Orsay).
ROLLET	T	Chimie (P. C. B.).
Mlle JOSIEN	T	Chimie (S. P. C. N.).
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes
ARNOULT	T	Électronique (Orsay).
CHAPELLE	T	Physique (Orsay).
DELANGE	T	Mathématiques (Orsay).
DENY	T	Mathématiques générales (Orsay).
GERMAIN	T	Mécanique théorique des fluides.
LUCAS G.	T	Géologie.
ALLARD	T	Chimie Physique.
BERTHELOT	T	Phys. fond. des Hautes Énergies (Orsay).
BRICART	T	Météorologie et physique de l'Atmosphère.
Mme ALBE-FESSARD	T	Psychophysiologie.
FRIEDEL	T	Physique des Solides (Orsay).
M. JULIA		Études des moléculaires naturelles complexes.
LENDER	T	Biologie animale (S. P. C. N.) (Orsay).
MAGAT		Physico-chimie des radioéléments.
Mlle QUINTIN	T	Électrochimie.
MONOD	T	Chimie du métabolisme.
BENOIT	T	Physiologie animale (Orsay).
DE POSSEL	T	Analyse numérique.
CHARLOT	T	Chimie analytique.
HAISSINSKY	T	Radiochimie.
LEMÉE	T	Physiologie végétale (B. M. P. V.) (Orsay).
GUÉRIN	T	Chimie (M. P. C.) (Orsay).
CHATELET M.	T	Chimie (P. C. B.).
JEAN	T	Physique Nucléaire (Orsay).
MATTLER	T	Physique (S. P. C. N.).
MICHEL L.		Phys. Théor. des Hautes Énergies (Orsay).
BERGERARD	T	Zoologie (Orsay).
BERTEIN	T	Électronique (Orsay).
BOUISSIÈRES		Chimie des Radioéléments (Orsay).
Mme COUTURE	T	Thermodynamique et Mécanique Physique.
ELLENBERGER	T	Géologie appliquée sur le territoire.
FRANC		Biologie animale (P. C. B.).
SCHNELL		Botanique tropicale (Orsay).
STOLKOWSKI		Physiologie générale.
ACHER		Chimie Biologique (Orsay).
BAUDOIN		Biologie animale (P. C. B.).
BEAUMONT		Biologie animale (S. P. C. N.).
BLAMONT	T	Géophysique Ionosphère.
BOURREAU		Botanique.
CURIE D.		Physique (M. G. P.).
DURAND-DELGA		Géologie.
FREON	T	Chimie organique (Orsay).
HELLER	T	Physiologie végétale.
TORTRAT	T	Calcul des Probabilités.
CAILLEUX		Géologie (S. P. C. N.).
MAGNAN	T	Physique (S. P. C. N.).
DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la Physique nucléaire.
Mlle FOURCROY		Biologie végétale (S. P. C. N.).
Mme CHOQUET-BRUHAT	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste
Mlle VEIL		Physiologie Générale.
LWOFF	T	Microbiologie.
SIESTRUNCK	T	Mécanique Physique et Expérimentale.
LACOMBE	T	Métallurgie des métaux nucléaires.
BROCHARD	T	Physique (P. C. B.) (Orsay).
CABANNES	T	Mécanique générale.
LESIEUR	T	Mathématiques (M. P. C.) (Orsay).
MAZET	T	Mécanique générale (Orsay).
CAIRE		Géographie physique et Géologie Dynamique
COMOLET	T	Mécanique des fluides.
CORABŒUF		Physiologie Animale.
DELLOUE		Physique de l'exosphère.
GORENFLOT		Botanique II (Orsay).
HOUILLON		Biologie animale (P. C. B.).
JULLIEN J.		Chimie (P. C. B.).
MALGRANGE	T	Techniques Mathématiques de la Physique
OLIVIER		Antropologie.
NOZERAN	T	Botanique II Orsay).
BLANC-LAPIERRE		Physique (E. N. S.) (Orsay).

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

MESURES INTERFÉROMÉTRIQUES A HAUTE RÉSOLUTION DU DIAMÈTRE ET DE LA STRUCTURE DES PRINCIPALES RADIOSOURCES A 1420 MHz

par James LEQUEUX

Observatoire de Paris, Service d'Astrophysique de Meudon.

RÉSUMÉ. — *Les mesures ont été effectuées avec l'interféromètre à espacement et orientation variables de Nançay, construit par* E. LE ROUX. *L'espacement maximal est* 6950 *longueurs d'onde en base Est-Ouest, et* 1820 *en base Nord-Sud. Grâce à un système d'intégration, la sensibilité peut atteindre* $1{,}5\ 10^{-26}\ W.m^{-2}\ (c/s)^{-1}$. *Les résultats exposés concernent environ* 40 *radiosources, dont beaucoup n'avaient jamais été observées auparavant sur une fréquence aussi élevée. Les radiosources galactiques thermiques sont en général constituées d'un noyau étroit et intense superposé à une composante étendue. Les formes des radiosources galactiques non thermiques sont plus variées.*

Nous avons étudié en détail Taurus A et Cassiopeia A : cette dernière est assimilable à une enveloppe sphérique assez mince. Nous avons recalculé la décroissance annuelle de son flux d'après les principes énoncés par SHKLOVSKY : *le calcul donne* 1,7 %. *Nous avons découvert au centre galactique une source intense thermique de* 3,5′ *de diamètre, qui est sans doute l'équivalent dans la Galaxie du noyau de M* 31.

Les résultats les plus intéressants obtenus sur les radiosources extragalactiques concernent Virgo A où nous avons découvert une source centrale double très intense qu'il faut rapprocher du jet observé optiquement dans cette galaxie. L'étude des variations avec la fréquence de la structure de Virgo A nous a permis d'estimer à 10^7 *années l'âge de l'ensemble de la radiosource, l'une des composantes de la source centrale étant sans doute beaucoup plus jeune. Cygnus A a fait l'objet d'observations détaillées qui ont montré que ses composantes ont des bords externes abrupts et sont reliées par un pont émissif; cette structure varie avec la fréquence d'observation. L'existence d'une structure double a été établie dans plusieurs autres cas (Hercules A, 3C*123, 273 *et* 353, *etc...). Des résultats nouveaux ont été obtenus sur Hydra A, sur NGC* 1275 *dont le diamètre apparent est d'environ* 10″, *etc. Nos mesures s'inscrivent dans le cadre général des observations interférométriques à haute résolution entreprises par plusieurs groupes de radioastronomie : elles mettent en évidence la structure complexe, souvent double, des radiosources extragalactiques.*

ABSTRACT. — *The measurements have been made with an interferometer having variable spacing and orientation constructed at Nançay by* E. LE ROUX. *The maximum spacing is* 6950 *wavelengths on the East-West baseline or* 1820 *wavelengths on the North-South baseline. Due to an integration system a sensitivity of* $1{,}5\ 10^{-26}\ W.m^{-2}(c/s)^{-1}$ *can be obtained. The results presented refer to approximately* 40 *radiosources, many of which have never before been observed on such a high frequency. The thermal galactic radiosources are in general composed of an intense small nucleus superimposed on an extended component. The non-thermal galactic sources show more variety of form.*

We have studied in details Taurus A and Cassiopeia A : the latter is like a thin spherical shell. We have recalculated the annual decrease of its flux, following the principles given by SHKLOVSKY : *the calculation gives* 1.7 %. *At the galactic centre we have discovered an intense thermal source of diameter* 3.5′, *which is undoubtedly the equivalent in our galaxy of the nucleus of M.* 31.

The most interesting results obtained on extragalactic radiosources concern Virgo A, at the center of which we have discovered a very intense double source which should be compared with the jet, observed optically in this galaxy. A study of the variation with frequency of the structure of Virgo A has enabled us to estimate the age of the whole radio-source as 10^7 *years, one central component of the source being undoubtedly much younger. Cygnus A was the object of detailed observations which have shown that its two composants have abrupt external edges and are connected by an emissive bridge ; this structure varies with the frequency of observation.*

The existence of a double structure has been established in several other cases (Hercules A, 3C123, 273 *and* 353, *etc...). New results were obtained on Hydra A and on NGC* 1275 *of which the apparent diameter is approximately* 10″, *etc. These observations can be classed with the other high resolution interferometric observations undertaken by several radio-astronomy groups : they reveal the complex structure, often double, of extragalactic radiosources.*

Интерферометрические наблюдения высокого
разрешения диаметра и структуры главных радиоисточников В 1420 MHz.

Резюме. — Дается описание наблюдений, сделанных при помощи интерферометра в Нансэ с переменными расстоянием и ориентировкой, конструкции Э. Ле Ру (E. Le Leroux). Максимальное расстояние равно 6950 длин волны на основании Восток-Запад и 1820 на основании Север-Юг. Благодаря системе интегрирования чувствительность может достичь 1,5 10^{-26} W. m^{-2} $(c/s)^{-1}$.

Изложенные результаты касаются примерно 40 радиоисточников, из которых многие никогда не наблюдались прежде на столь низкой частоте (*). Галактические тепловые радиоисточники образованы, главным образом, узким и интенсивным ядром, налагающимся на протяженную компоненту. Формы галактических нетепловых радиоисточников являются более разнообразными.

Автор детально исследовал *Taurus* A и *Cassiopeia* A: эта последняя может быть уподоблена довольно тонкой сферической оболочке. Автор перевычислил годичное уменьшение ее потока на основании принципов, указанных Шкловским: вычисление дает 1,7 %. Автор обнаружил в галактическом центре интенсивный тепловой источник с диаметром, равным 3′,5, который является, без сомнения, эквивалентом ядра M. 31 в Галактике.

Наиболее интересные результаты, полученные по экстрагалактическим радиоисточникам, касаются *Virgo* A, где автором был обнаружен двойной, весьма интенсивный, централрный источник, который нужно сопоставить со вспышкой, наблюденной в этой галактике оптическим путем. Исследование изменеиий структуры *Virgo* A с частотой позволило автору оценить в 10^7 лет возраст всего радиоисточника в целом; одна из компонент центрального источника является, без сомнения, более молодой. *Cygnus* A явился предметом детальных наблюдений, которые показали, что компоненты имеют обрывистые внешние края и связаны между собой эмиссионным мостом; эта структура меняется с частотой наблюдения. Во многих других случаях было установлено существование двойной структуры (*Hercules* A, 3C 123, 273 и 353, и т. д...). Новые результаты были получены по *Hydra* A и по NGC 1275, видимый диаметр которых равен, примерно, 10″, и т. д. Наблюдения автора включаются в общую рамку интерферометрических наблюдений высокого разрешения, предпринятых несколькими группами радиоастрономии: они выявляют сложную, часто двойную, структуру внегалактических радиоисточников.

INTRODUCTION

La construction de l'interféromètre à deux antennes de Nançay, dont la description est donnée dans une autre publication [J. Lequeux, 1962] a été entreprise en 1955, à une époque où les mesures du diamètre et de la forme des radiosources n'avaient porté que sur quelques radiosources avec une résolution relativement faible. L'interféromètre réalisé par E. Le Roux assisté de J. L. Steinberg et de M. Vinokur, est entré en fonctionnement régulier en avril 1959. Il se compose de 2 miroirs Würzburg de 7,5 m de diamètre montés en équatorial, dont le lobe sur 21 cm est sensiblement circulaire et a pour diamètre à demi-puissance 2°,9 à 21 cm ; ils sont mobiles sur une voie ferrée EW de 1480 m de long ou sur une voie NS de 380 m, formant un T: le pouvoir de résolution équivalent atteint 17″,4 en base EW et 67″ en base NS.

Grâce à un système intégrateur construit par M. Vinokur (1959) la sensibilité pratique correspond, quel que soit l'espacement, à la détection d'une radiosource ponctuelle dont le flux serait 3 10^{-26} W.m^{-2} $(c/s)^{-1}$; dans un certain nombre de mesures, la sensibilité atteint 1,4 10^{-26} W.m. $(c/s)^{-1}$. Quand elle n'est pas limitée par le bruit du récepteur, la précision relative des mesures est de l'ordre de 3 % aux espacements inférieurs à 1500 λ, et de l'ordre de 5 à 6 % aux grands espacements. Seules des mesures d'amplitude des franges ont été effectuées, leur phase n'ayant pas été déterminée. Il est néanmoins possible de restituer à partir de ces mesures la distribution de brillance sur les radiosources par des procédés décrits ailleurs [26], avec certaines incertitudes.

Les observations, effectuées presque entièrement par moi avec l'aide de J. Heidmann et d'autres membres du service, portent sur environ 40 radiosources qui ont été étudiées en base EW jusqu'à la résolution maximale de 6950 λ, et dont les plus intéressantes ont fait l'objet de mesures en base oblique.

Dans une première partie, nous examinerons les

(*) Basse fréquence.

résultats qui ont été obtenus sur les radiosources galactiques. Nous verrons qu'une structure analogue à celle de la Nébuleuse d'Orion, qui comporte une source centrale étroite et brillante superposée à une large plage d'émission, est fort commune parmi les sources de rayonnement thermique. Cassiopeia A, Taurus A et Sagittarius A, où nous avons découvert simultanément et indépendamment de F. D. Drake et Y. N. Pariiskii une source centrale étroite de nature probablement thermique feront l'objet d'une étude détaillée.

La deuxième partie traitera des radiosources extragalactiques. Un grand nombre ont un diamètre angulaire extrêmement petit, et nous ne pourrons en donner que le flux et un ordre de grandeur de leurs dimensions.

Par contre, plusieurs radiosources de diamètre apparent plus grand (30″ à quelques minutes d'arc) ont pu être étudiées en détail. Cygnus A et Hercules A sont des radiosources doubles dont la distribution de brillance à deux dimensions est entièrement déterminée. Nous avons découvert dans Virgo A — c'est sans doute là le résultat le plus important obtenu avec l'interféromètre — une source centrale très étroite, résolue en deux composantes. Il s'agit certainement de la contrepartie radioélectrique du « jet » central qui a été observé optiquement dans cette galaxie. Nous discuterons de ce que les résultats obtenus sur ces trois radiosources, ainsi que sur d'autres de moindre importance, apportent à notre connaissance de la nature des radiogalaxies, qui est encore tout à fait rudimentaire.

Présentation des résultats

Les courbes de visibilité que nous donnons dans la suite de ce travail indiquent, en fonction de la longueur de la base, exprimée en nombre de longueurs d'onde, l'amplitude corrigée des franges. L'unité d'amplitude est l'amplitude extrapolée des franges données par Cygnus A pour une fréquence spatiale nulle et correspond à une densité de flux d'environ $1500\ 10^{-26}$ W. m^{-2} (c/s)$^{-1}$.

Les points obtenus dans les différentes séries de mesure sont symbolisés de la manière suivante, T_R étant la température de bruit du récepteur :

1re série : avril à octobre 1959.

$T_R = 1100$ °K *croix.*

2e série : octobre 1959 à janvier 1960.

$T_R = 1100$ °K *points*

3e série : après janvier 1960.

$T_R = 700$ °K *cercles*

Les erreurs sur les mesures individuelles sont rarement indiquées. Elles sont généralement comprises pour les sources faibles entre 1 et $3\ 10^{-3}$ unités, soit 1,5 à $4,5\ 10^{-26}$ W (c/s)$^{-1}$ m^{-2}.

Dans certains cas, on a représenté sur les courbes de visibilité des mesures obtenues par d'autres auteurs, avec des symboles différents.

L'amplitude des sources à la fréquence spatiale nulle est soit extrapolée, soit déduite d'autres observations : ce point sera toujours précisé.

Enfin, lorsque la restitution numérique de la distribution de brillance sur la source a été effectuée, elle n'est jamais corrigée de la convolution avec la bande spatiale de l'interféromètre.

PREMIÈRE PARTIE

Étude des radiosources galactiques.

Bien que les radiosources galactiques soient fréquemment de grandes dimensions, elles présentent généralement des détails de structure assez fins et il est intéressant de les étudier avec un grand pouvoir de résolution. Un programme d'étude détaillée de régions d'émission thermique a été entrepris récemment sur ondes centimétriques avec de grands instruments (Green Bank, Poulkovo, etc...) Néanmoins le pouvoir de résolution de ces instruments, de l'ordre de quelques minutes d'arc, est encore un peu insuffisant pour résoudre certaines structures. D'autre part, les radiosources galactiques non thermiques comme Cassiopeia A ou Taurus A ne peuvent encore être bien étudiées que par interférométrie. J'ai donc effectué des mesures interférométriques sur un certain nombre des radiosources galactiques les plus intenses.

On peut essentiellement les diviser en deux catégories :

1) les radiosources thermiques, caractérisées par leur spectre plat en ondes centimétriques et décimétriques et leur association avec des régions H_{II}. 9 ont été étudiées : 3C 58, IC 1795, la Nébuleuse d'Orion, W 22, la Nébuleuse Oméga, les sources W 43, 47, 49 (3C398) et 51 du catalogue de G. Westerhout (1958). La nature thermique de W 47, non identifiée et dont le spectre est mal connu, peut être mise en doute.

2) les radiosources non thermiques qui semblent principalement des restes de supernovae. Nous en

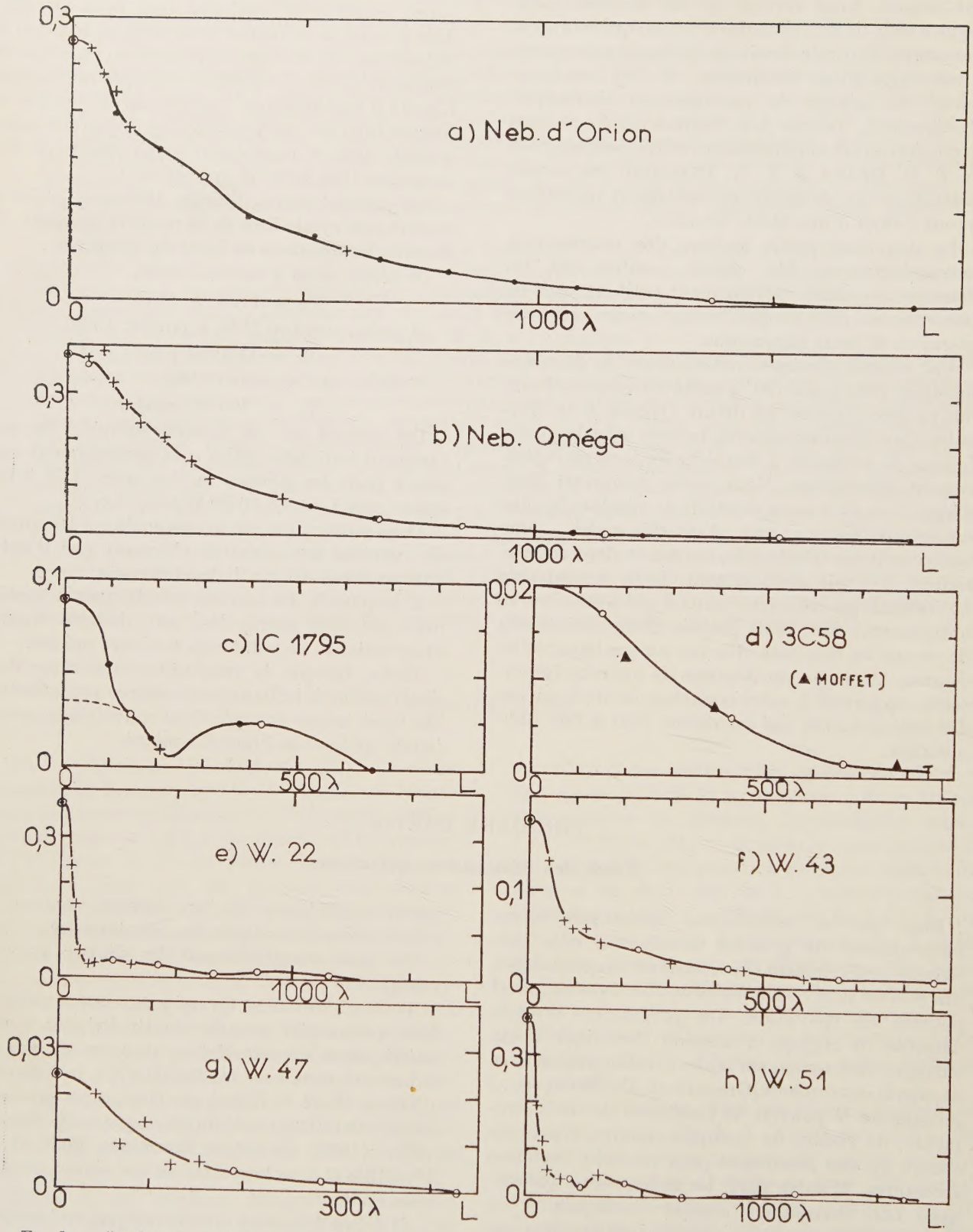

FIG. 1. — Courbes de visibilité de radiosources galactiques thermiques. En abscisses, la séparation entre antennes en longueurs d'onde, et en ordonnées, l'amplitude des franges (1 unité = Cygnus A à l'espacement nul).

avons observé 6 : la Supernova de Tycho Brahé, Taurus A, IC 443, la Supernova de Kepler, Y 44 (3C392) et Cassiopeia A.

Enfin le Centre galactique, qui ne rentre pas dans ces catégories, a fait l'objet d'une étude spéciale.

I. Observation des radiosources galactiques thermiques.

La sensibilité de notre équipement permettrait d'observer aisément beaucoup de ces radiosources si le lobe de chaque antenne de l'interféromètre n'était aussi large (2°,9 à 1/2 puissance). En effet, beaucoup de régions H_{II} dans le Cygne et sur la crête galactique entre le Centre galactique et le Cygne sont très proches les unes des autres, ce qui risque de donner beaucoup de confusion ; nous avons dû nous limiter à l'étude des régions H_{II} suffisamment isolées pour qu'il n'y ait aucun risque de confusion avec les radiosources voisines. Par ailleurs nous n'avons pas étudié certaines radiosources de dimensions trop grandes pour être aisément accessibles à l'interféromètre (la Nébuleuse de la Rosette, par exemple),

Nous donnons figure 1 et 2 la courbe de visibilité pour les radiosources thermiques étudiées, où nous portons comme à l'ordinaire en ordonnées l'amplitude des franges, avec comme unité celle que donne Cygnus A aux espacements très faibles. Aucune mesure en base oblique n'a été effectuée sur ces radiosources.

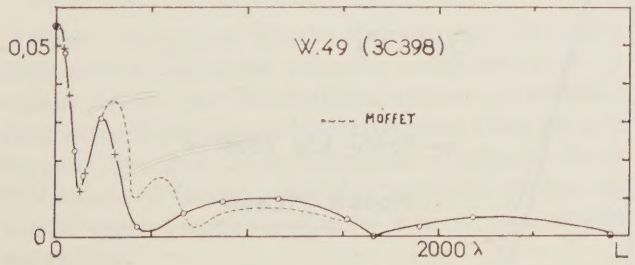

Fig. 2. — Courbe de visibilité de W 49.

Les mesures ne donnent aucun renseignement sur la partie de la courbe de visibilité qui correspond aux espacements entre antennes inférieurs à 8,7 m, soit 41 λ, la distance minimale accessible ; d'autre part, il nous est difficile de déterminer le flux total des radiosources avec une seule antenne, car nous ne disposons alors que d'une faible sensibilité et nous ne pouvons séparer la radiosource du fond continu galactique. Nous avons extrait les densités de flux du catalogue de G. Westerhout (1958), établi sur une longueur d'onde très voisine de la nôtre avec un bon pouvoir de résolution : ces densités de flux sont exprimées en fraction de Cygnus A. Dans le cas de 3C58, qui n'avait pas encore été détecté en dessous de 31 cm de longueur d'onde, nous avons déterminé la densité de flux par extrapolation de la courbe de visibilité. Dans le cas de la Nébuleuse Oméga et de W 49, il semble due la densité de flux donnée par Westerhout soit erronée et nous en donnons une nouvelle estimation.

A l'exception de 3C58, dont la courbe de visibilité suggère une forme sensiblement gaussienne avec un diamètre apparent E W à demi-intensité de 5′, en bon accord avec les résultats de R. W. Wilson et J. G. Bolton (1960), toutes les nébuleuses H_{II} présentent une structure complexe et paraissent constituées d'au moins deux sources superposées : une large et une étroite. Nous donnons dans le Tableau I les caractéristiques de ces radiosources telles qu'on peut les déduire de la courbe de visibilité ; le calcul de la masse d'hydrogène utilise les distances données par Westerhout. Il faut remarquer que la plupart des nébuleuses H_{II} que nous avons observées en plus de celles-ci mais pour lesquelles il y a risque de confusion semblent également comporter un noyau brillant (notamment W 35 et 41). Nos mesures sur W 49 donnent des résultats assez différents de ceux de A. T. Moffet (1961) sur 31 cm (voir fig. 2). Il est probable que ces différences ne sont pas dues aux erreurs de mesure et proviennent du fait que les lobes des antennes primaires sont différents.

Nous n'avons pas tenté en général la restitution de la distribution de brillance sur ces sources ; elle n'aurait d'intérêt que pour une comparaison en chaque point avec les mesures de brillance ou du rapport des raies [O II] 3727 en optique : des mesures de phase seraient indispensables. Des résultats vraiment très nouveaux ne seront obtenus en fait que lorsque l'on réussira à établir des cartes d'isophotes de ces radiosources avec une résolution de l'ordre de 1 à 2′, ce qui n'est guère pratiquable par interférométrie.

Dans deux cas cependant, qui sont particulièrement simples, nous avons effectué la restitution de la distribution de brillance en supposant la source symétrique.

A) *Nébuleuse d'Orion.*

Cette nébuleuse H_{II} a fait l'objet de nombreuses études détaillées. L'une des plus récentes est celle de T. K. Menon (1961) qui a déduit de ses mesures sur 3,75 cm effectuées avec un pouvoir de résolution de 6′, et des mesures interférométriques de Twiss, Carter et Little (1960) sur 21 cm pour la

TABLEAU I

Source	Densité de flux 10^{-26} W.m^{-2}.(c/s)$^{-1}$ (Cygnus A = 1500)	Identification	Dimensions E-W a demi-intensité	Mesure d'émission moyenne (cm^{-6}.pc)	Masse d'hydrogène ($M_\odot$)
—	—	—	—	—	—
3C 58	30	—	5′	1,6 10^5	?
IC 1795	134	IC 1795	Large 18′ ? (60 % ?) Étroite double, séparation 7′,6 diamètre individuel 3′ ?	Large 3,2 10^4 Étroite 3,9 10^5	1270 50 + 50
Nébuleuse d'Orion	410	NGC 1976	Complexe, environ 4′.	—	100 [Menon, 1961]
W 22	555	NGC 6357	Large 34′ (80 %). Étroite 3′ (20 %).	Large 5,0 10^4 Étroite 1,9 10^6	1400 18
Nébuleuse Oméga	570	NGC 6618	Complexe, environ 5′,8.	—	—
W 43	270	—	Large 33′ (63 %) Étroite 5′ (27 %).	Large 2,0 10^4 Étroite 5,2 10^5	?
W 47	35	Peut-être non thermique.	Large 20′ (75 %). Étroite 5′ (25 %).	Large 8,7 10^3 Étroite 4,7 10^4	?
W 49 = 3C 398	84	—	Très complexe, environ 20′.	—	—
W 51	560	—	Large 40′ (88 %). Étroite 3′ (12 %), complexe.	Large 3,9 10^4 Étroite 1,14 10^6	?

partie centrale, un modèle de la nébuleuse qui fournit des densités de flux beaucoup plus proches de la réalité que le modèle déduit des mesures optiques par Osterbrock et Flather.

Nous avons comparé nos observations au modèle de Menon, qui donne l'épaisseur optique en fonction du rayon de la nébuleuse pour la longueur d'onde 22 cm. Nous avons effectué la restitution de la distribution de brillance intégrée, d'après nos mesures en base Est-Ouest, en supposant la source symétrique (fig. 3). D'autre part, nous avons intégré les températures de brillance déduites des épaisseurs optiques de Menon sur des tranches Nord-Sud, afin d'obtenir une distribution de brillance intégrée exactement comparable à celle que nous mesurons, portée en traits interrompus sur la figure 3. L'accord entre l'observation et le modèle peut être considéré comme excellent, sauf pour les grandes distances au centre où les résultats de l'observation et le modèle sont tous deux incertains. Les valeurs de la densité électronique et de la mesure d'émission données par T. K. Menon (respectivement 2300 cm^{-3} et 2,3 10^6 cm^{-6}.pc au centre même) sont donc confirmées par nos mesures.

Il est intéressant de comparer également nos mesures à celles de Pariiskii (1961) obtenues

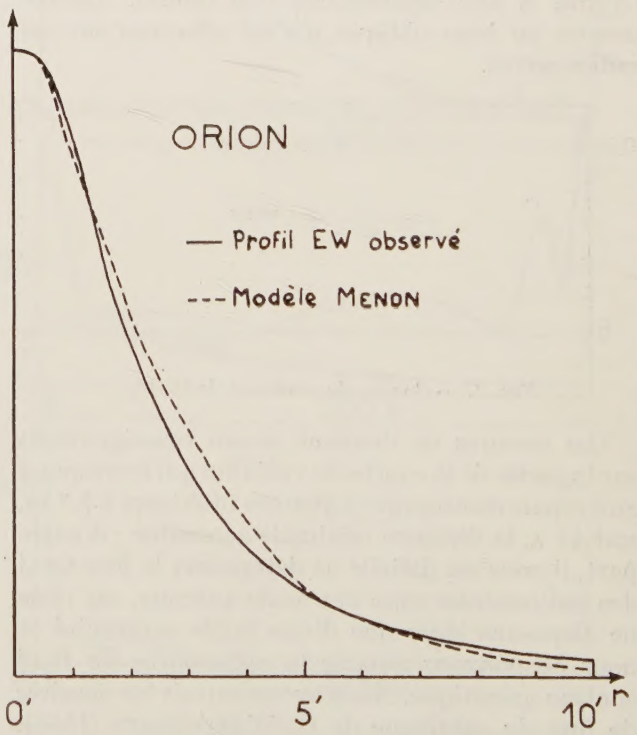

Fig. 3. — Comparaison du profil EW observé sur 21 cm pour la Nébuleuse d'Orion au modèle de Menon pour la même fréquence.

récemment avec le grand radiotélescope de Poulkovo sur 8,3 cm.

Le profil EW donné dans cet article est indiqué figure 4 conjointement au nôtre ; ce dernier

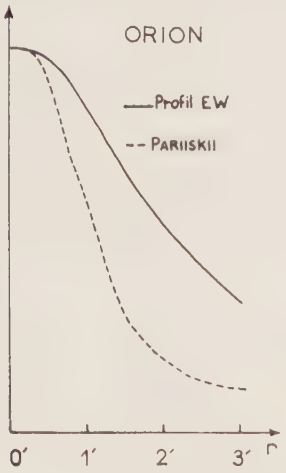

Fig. 4. — Comparaison du profil EW de la Nébuleuse d'Orion sur 21 cm corrigé de la self-absorption, avec le profil obtenu sur 8,3 cm à Poulkovo.

profil a été obtenu à partir du profil réel en le multipliant par $\tau/(1-e^{-\tau})$ afin de le corriger de la self-absorption et d'avoir des résultats comparables; l'écart est considérable. Il pourrait provenir du fait que Pariiskii a corrigé ses mesures du lobe d'antenne (ici 3′), ce qui peut conduire à des erreurs surtout lorsque les dimensions angulaires de la source sont comparables au lobe.

B) *Nébuleuse Oméga.*

Pour déterminer la densité de flux de cette radiosource, nous ne pouvons nous servir de la valeur donnée par Westerhout, qui est visiblement trop forte. Nous avons interpolé pour 1420 Mc/s le rapport des flux de la Nébuleuse Oméga et de la Nébuleuse d'Orion, dont les spectres et les dimensions sont assez semblables, à partir des valeurs suivantes :

600 Mc/s [Piddington, Trent, 1956] : 1,33,
960 Mc/s [Wilson, Bolton, 1960] : 1,39,
3120 Mc/s [Kuzmin et al., 1960] : 1,49,
3200 Mc/s [Haddock et al., 1954] : 1,51.

La valeur de ce rapport pour 1420 Mc/s est 1,42, ce qui donne pour la densité de flux de la Nébuleuse Oméga 585 10^{-26} W. m^{-2} $(c/s)^{-1}$ (Cygnus A $= 1500\ 10^{-26}$). Une mesure préliminaire de ce flux, effectuée sur la même longueur d'onde avec le grand miroir de Nançay donne une densité de flux d'environ 560 10^{-26} et une récente mesure soviétique sur 1320 Mc/s, [Tsin zhun hao, 1961], 540 10^{-26}, en bon accord avec la valeur précédente ; celle-ci est aussi en accord avec la valeur extrapolée à l'origine de l'amplitude des franges d'interférence. La distribution de brillance Est-Ouest sur cette radiosource supposée symétrique est donnée fig. 5.

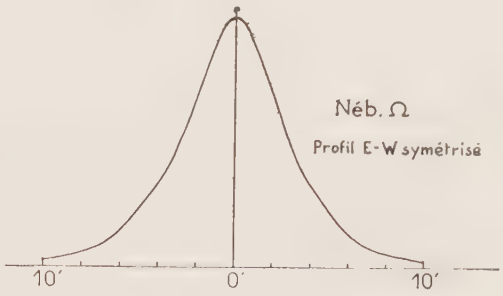

Fig. 5. — Profil EW symétrisé de la Nébuleuse Oméga.

Elle présente une similitude marquée avec la Nébuleuse d'Orion ; une partie centrale très intense a un diamètre d'environ 5′ à demi-intensité : la densité électronique et l'épaisseur optique au centre sont assez semblables à celles de la Nébuleuse d'Orion.

L'aspect optique de la Nébuleuse Oméga ne ressemble en rien à la distribution de brillance radio électrique, car l'absorption interstellaire est très grande dans cette direction de la Galaxie, et la nébuleuse est distante d'environ 2000 pc. En particulier la partie centrale est extrêmement obscurcie et son émission ne commence à être visible que dans l'infrarouge, où elle se présente comme une nébulosité annulaire d'environ 4′ de diamètre extérieur [Gershberg et al, 1961]. Cependant, le centre même est encore obscur dans l'infrarouge et il n'y apparaît qu'une seule étoile très fortement rougie qui peut être une des étoiles excitatrices. Des résultats assez comparables aux nôtres ont été obtenus par Y. N. Pariiskii (1961 a).

En résumé, l'étude interférométrique des régions H_{II} que nous avons effectuée met en évidence l'existence dans presque toutes ces nébuleuses d'un noyau central très brillant, éventuellement double (1C 1795, W 49), plus ou moins nettement distinct du reste de la nébuleuse. Le diamètre de ce noyau est de l'ordre de 1 pc, soit 1/5 à 1/10 du diamètre total, et son flux est de l'ordre des 2/10 du flux total sur 21 cm. La densité électronique moyenne peut dépasser au centre 1000 électrons cm^{-3} et l'épaisseur optique 0,5 sur 21 cm. La self-absorption dans la partie centrale peut donc être déjà importante sur cette longueur d'onde et suffit à expliquer les légères différences entre nos mesures et celles effectuées à des fréquences voisines.

Il serait intéressant de voir sur d'autres exemples

que les Nébuleuses Oméga et d'Orion si le noyau d'hydrogène ionisé central contient les étoiles qui excitent la nébuleuse.

II. Observation des radiosources galactiques non thermiques.

Parmi les radiosources galactiques non thermiques, celles qui ont un diamètre apparent inférieur à 1° sont bien accessibles à notre instrument et ont été étudiées en détail. La Nébuleuse du Crabe et Cassiopeia A ont fait l'objet de mesures en base oblique. Le Tableau II résume les caractéristiques de ces objets déduites de nos observations. Il faudrait peut-être leur ajouter la source 3C 48, étudiée dans la deuxième partie, qui pourrait être galactique.

Les courbes de visibilité de ces radiosources, en base Est-Ouest, sont indiquées figure 6 ; on a indiqué en plus pour Taurus A le résultat des mesures en base oblique, effectuées avec un angle de position des franges de 53° et 307°. L'amplitude des franges à l'origine a été extrapolée d'après nos

TABLEAU II

Source	Densité de flux (10^{-26} W.m^{-2} c/s^{-1}) Cygnus A = 1500	Indice spectral	Diamètre a demi-intensité	Dimensions optiques
S. N. Tycho	43,5 [Heeschen, 1961]	— 0,7 spectre courbe	Large ~ 8′ (60 %) + Étroite ~ 1′8 (40 %)	7′
I. C. 443	170 [64]	— 0,4	40′	40′
Taurus A	880 [64]	— 0,26	3′9 × 2′7, angle de position 126°	6′5 × 4′8 hors tout
S. N. Kepler	12,7 ± 1,5	— 0,7	2′2	2′ à 2′5
W 44 (3C 392)	180	— 0,5	Large ~ 16′ (83 %) Étroite ~ 4′ (17 %)	—
Cassiopeia A	2450 [17]	— 0,78	4′0, circulaire	4′0

mesures pour la Supernova de Kepler et W 44, et tirée de mesures d'autres auteurs, pour les autres radiosources ; l'accord entre nos mesures de flux et les autres est d'ailleurs en général excellent (2 % pour les sources intenses). Sur ces courbes de visibilité ont été portées en outre dans quelques cas les valeurs des visibilités relatives obtenues récemment par A. T. Moffet (1961) sur 31 cm : on voit que l'accord général avec nos mesures est excellent. La comparaison entre les deux séries de mesures permet de préciser la courbe de visibilité des supernovae de Tycho Brahé et Kepler.

Deux radiosources ont pu être étudiées en grand détail : ce sont Taurus A et Cassiopeia A.

A) *Taurus A (Nébuleuse du Crabe).*

Nous donnons figure 7 la distribution de brillance EW restituée numériquement à partir de la courbe de visibilité par l'ordinateur IBM 650. Sa forme presque triangulaire est très remarquable, cependant elle présente une certaine asymétrie qui a déjà été notée par différents auteurs, notamment G. P. Apushkinskii et Y. N. Pariiskii (1958), la partie W étant plus brillante que la partie E.

Deux séries de mesures en base oblique effectuées avec un angle de position des franges égal respectivement à 53° et 307° sont indiquées figure 6 *a*. Elles permettent de déterminer au moins grossièrement l'aspect à deux dimensions de la radiosource : on suppose que ses isophotes sont elliptiques, et que la forme de la radiosource est la même quelle que soit l'orientation des franges, ce qui paraît assez justifié par l'aspect des courbes de visibilité en base oblique. La forme déduite de nos observations est indiquée figure 8, superposée aux contours de la masse amorphe optique ; on a indiqué l'isophote correspondant à la demi-intensité projetée sur un axe. On a représenté également par un trait interrompu le même isophote déduit des observations de B. Y. Mills (1953) sur 101 Mc/s. On voit que les dimensions de la radiosource sont plus grandes sur ondes métriques que sur ondes décimétriques ; par contre, la différence entre les angles de position du grand axe et entre les excentricités n'est pas significative, étant donné l'imprécision des mesures sur 101 Mc/s. Les dimensions de la nébuleuse dans le continuum optique sont notablement inférieures à celles sur 101 et

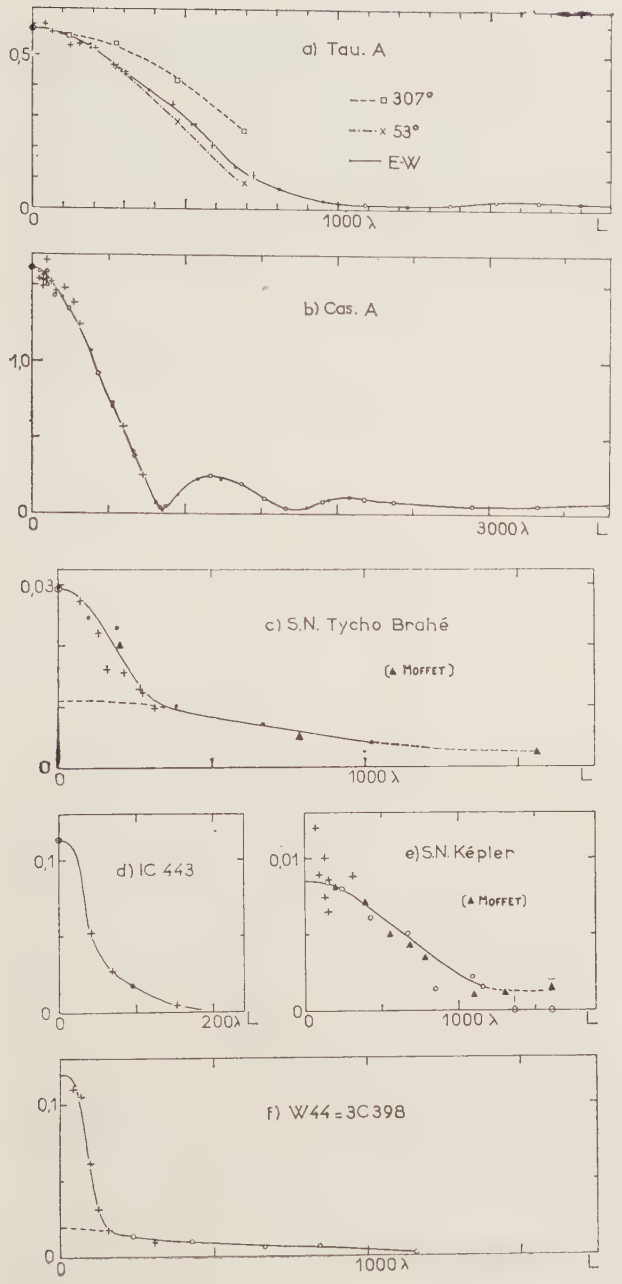

Fig. 6. — Courbes de visibilité de radiosources, galactiques, non thermiques.

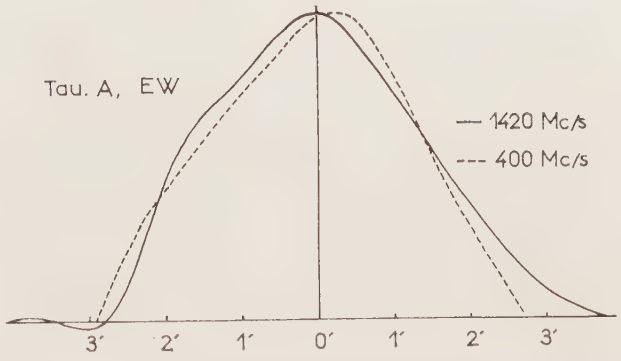

Fig. 7. — Comparaison du profil EW de Taurus A obtenu sur 1420 et 400 Mc/s.

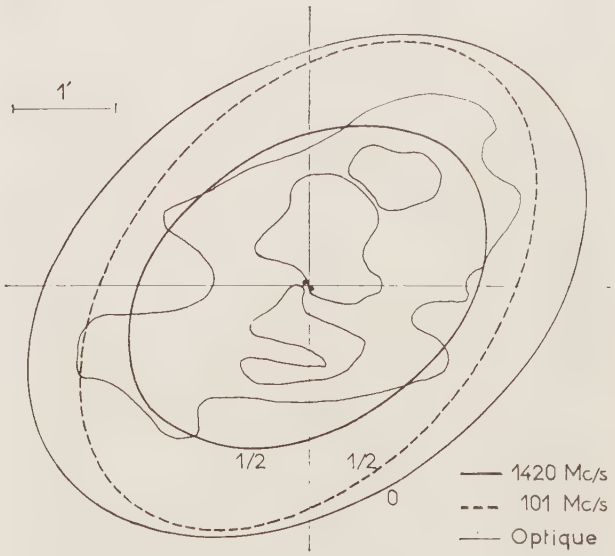

Fig. 8. — Comparaison des isophotes de Taurus A sur 101 et 1420 Mc/s et dans le continuum optique.

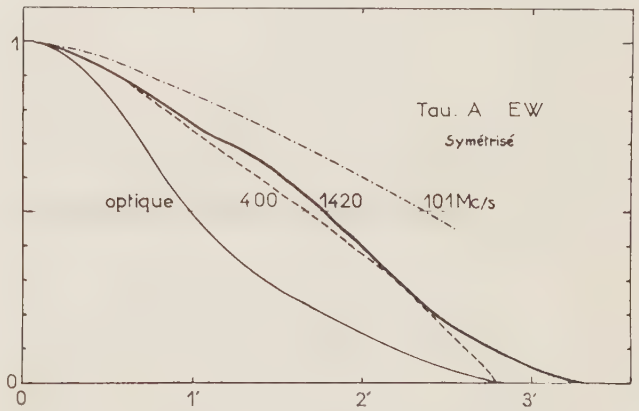

Fig. 9. — Comparaison du profil EW symétrisé de Taurus A sur 101, 400 et 1420 Mc/s et dans le continuum optique.

1420 Mc/s. Pour préciser ce point, nous portons sur figure 9 la distribution de brillance EW symétrisée que nous obtenons, conjointement à la distribution de brillance optique EW symétrisée de la masse amorphe, obtenue par intégration par tranches NS des mesures photométriques de L. Woltjer (1957). Nous avons également indiqué figure 7 et 9, la distribution de brillance EW obtenue par occultation sur 400 Mc/s [52], reproduite par L. Woltjer (1957). Cette détermination, assez imprécise, n'est pas directement comparable à la nôtre car il s'agit d'une distribution de brillance intégrée sur des bandes *incurvées* sensiblement N-S,

mais la différence est faible ; les mesures sur 400 Mc/s étant peu précises, l'accord avec nos mesures peut être considéré comme satisfaisant.

Les conséquences des variations de la distribution de brillance avec la fréquence ont été étudiées par L. Woltjer (1958), qui a utilisé la distribution de brillance radioélectrique déduite des mesures d'occultation ci-dessus. Nos observations donnant un résultat très semblable, il n'y a pas lieu de modifier les conclusions de Woltjer. Cet auteur aboutit à un modèle où les électrons relativistes responsables du rayonnement radioélectrique ont une densité constante dans la source et où le champ magnétique décroît du centre à la périphérie ; par contre, les électrons de très haute énergie qui donnent le rayonnement optique doivent être accélérés en permanence dans la région centrale et y sont donc plus nombreux. On pourrait perfectionner ce modèle pour rendre compte des variations de la distribution de brillance à l'intérieur du domaine radioélectrique. Il faudrait expliquer également le fait que l'indice spectral radioélectrique de Taurus A, que nous avons estimé à $-0{,}26 \pm 0{,}03$ d'après l'ensemble des mesures publiées aujourd'hui, diffère significativement de l'indice entre les fréquences optiques et radioélectriques, soit $-0{,}35$ (ceci provient sans doute des pertes d'énergie par rayonnement des électrons responsables du rayonnement optique).

Toutefois, il semble qu'un progrès décisif ne pourra être accompli dans la théorie de la Nébuleuse du Crabe que lorsque l'on disposera de véritables cartes d'isophotes sur plusieurs fréquences, obtenues avec une résolution d'au moins 30″ dans les deux directions.

B) *Cassiopeia A.*

La courbe de visibilité de cette radiosource (fig. 6 *b*) est assez semblable au début à la fonction $|\sin x/x|$: ceci suggère une distribution de brillance intégrée Est-Ouest en forme de créneau, ce qui correspond, à 3 dimensions, à une nébuleuse en forme d'enveloppe sphérique (si l'on suppose la symétrie sphérique). La distribution de brillance restituée numériquement à l'ordinateur IBM 650 (fig. 10) confirme bien ce que nous venons de dire. D'autre part des mesures en base oblique pour des angles de position des franges de 33° et 327°, nous ont montré que la radiosource possède une symétrie circulaire presque parfaite. Il paraît donc justifié d'admettre pour Cassiopeia A la symétrie sphérique ; nous pouvons alors calculer à partir de la distribution de brillance à 1 dimension (symétrisée) la densité d'énergie $\rho(r)$ rayonnée par unité de volume à la distance r du centre.

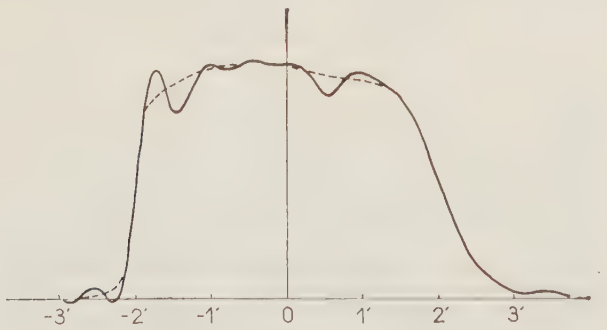

Fig. 10. — Profil EW de Cassiopeia A sur 1420 Mc/s.

La fonction $\rho(r)$ est représentée fig. 11. On voit

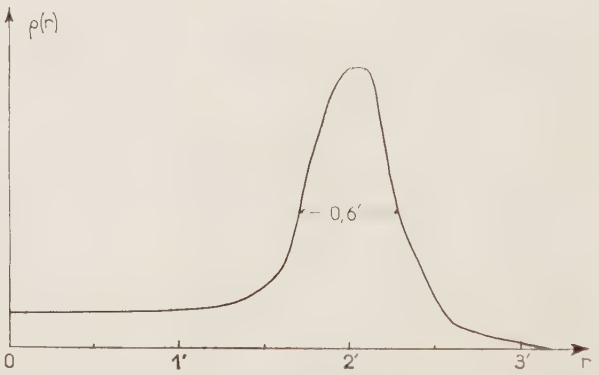

Fig. 11. — Émissivité de Cassiopeia A en fonction du rayon, sur 1420 Mc/s (ordonnées arbitraires).

que la presque totalité (94 %) de l'énergie provient d'une enveloppe sphérique de 2′,0 de rayon et de 0′,6 d'épaisseur à demi-puissance. Ceci rappelle beaucoup l'aspect optique de Cassiopeia A.

Les dimensions et la forme de la radiosource ne semblent pas varier avec la fréquence : la courbe de visibilité sur 1420 Mc/s ne diffère pas sensiblement de celles qui ont été obtenues sur 127 et 3000 Mc/s par le groupe de Manchester [21], [50]. Cependant nous ne retrouvons pas dans nos mesures la « dépression » de la courbe de visibilité observée sur 127 Mc/s pour des espacements de l'ordre de 500 λ ; il est vrai que cet effet était à la limite des erreurs expérimentales dans les mesures sur 127 Mc/s. Nos mesures en base oblique (non reproduites) indiquent pour des espacements plus courts, inférieurs à 150 λ, des traces de structure du fond continu autour de la radiosource ; leur densité de flux représente au total moins de 10 % de celle de Cassiopeia A. Il convient cependant de porter attention à ce fait si l'on désire utiliser Cassiopeia A comme étalon primaire de flux.

Si l'on admet que le rayonnement radioélectrique de Cassiopeia A est de type synchrotron,

quelques caractéristiques de cette émission peuvent être déduites de nos mesures. On supposera que le spectre d'énergie des électrons relativistes a la forme $dN(E) = kE^{-\gamma}\,dE$, E étant l'énergie et $dN(E)$ le nombre d'électrons par unité de volume d'énergie comprise entre E et E + dE. Nous estimons l'indice spectral de Cassiopeia A, d'après l'ensemble des mesures publiées, à $-0{,}78 \pm 0{,}02$. On a alors $\gamma = 2{,}56$. Nous calculons les données suivantes :

a) Emissivité moyenne dans l'enveloppe, à 1420 Mc/s (distance de Cassiopeia A : 3400 pc).

$$J(1420) = 4{,}2\ 10^{-32}\ \text{erg.cm}^{-3}\ \text{s}^{-1}\ (\text{c/s})^{-1}.$$

b) Puissance totale émise dans la bande 10 à 10000 Mc/s :

$$P = 2{,}5\ 10^{37}\ \text{erg.s}^{-1}.$$

c) Puissance moyenne totale émise par cm³ de l'enveloppe :

$$J = 2{,}8\ 10^{-20}\ \text{erg.cm}^{-3}\ \text{s}^{-1}.$$

En supposant qu'il y ait équipartition entre l'énergie magnétique dans la nébuleuse et l'énergie des particules et que d'autre part l'énergie des électrons relativistes soit le dixième de l'énergie des particules cosmiques (cas où les électrons relativistes sont considérés comme particules secondaires de protons cosmiques) (cf. F. Hoyle, 1960), nous pouvons estimer la valeur moyenne du champ magnétique dans l'enveloppe à :

$$H = 6\ 10^{-4}\ \text{gauss}.$$

Cette valeur est bien entendu incertaine car la validité des hypothèses avancées n'est pas prouvée.

On peut faire sur l'origine du champ magnétique et des électrons relativistes responsables du rayonnement synchrotron les hypothèses suivantes :

a) l'explosion de la supernova a engendré une onde de choc qui se propage encore actuellement en renforçant le champ magnétique et en accélèrant les électrons sur son passage [20], [8], [51].

b) champ magnétique et particules sont les résidus de l'explosion initiale, et il n'y a eu ni renforcement du champ magnétique ni accélération de particules après l'explosion [54].

L'étude physique de l'accélération des particules chargées par une onde de choc, telle qu'elle a été faite par Hoyle (1960), a fait l'objet de sévères critiques de la part de Pikel'ner et Shklovsky (1961) ; ce processus n'est cependant pas invraisemblable, mais il conduirait à une augmentation avec le temps du flux de Cassiopeia A, l'âge de cette source étant si peu élevé que le nombre d'électrons relativistes ne peut que s'accroître, les pertes d'énergie étant négligeables. En fait, on observe une décroissance du flux avec le temps [19]: la seconde hypothèse, due à Shklovsky (1960 *a*), a permis de prévoir cette décroissance. Shklovsky a mené son calcul dans le cas d'une sphère uniforme en expansion. Nous le reprendrons dans le cas d'une enveloppe sphérique, en conservant les mêmes notations.

Soit V la vitesse d'expansion de l'enveloppe, de rayon r et d'épaisseur e. Supposons que la densité et le champ magnétique dans l'enveloppe soient notablement plus élevés que dans l'espace interstellaire. L'épaisseur de l'enveloppe croît avec la vitesse $v = 2a/(\Gamma - 1)$, si a est la vitesse des ondes de Alfvén soit $H/\sqrt{4\pi\rho}$; H est le champ magnétique, ρ la densité, et Γ le rapport des chaleurs spécifiques du gaz [24], [49] ; si l'on admet que la structure du champ magnétique est en gros parallèle aux limites de l'enveloppe, on prendra $\Gamma = 2$, donc $v = 2a$. Si les collisions étaient importantes, ce qui est peu probable, on devrait prendre $\Gamma = 5/3$ et $v = 3a$ [57]. On supposera que la vitesse d'expansion d'ensemble $V = dr/dt$ est invariable, ce qui est assez justifié étant donné que l'âge de Cassiopeia A est très faible (260 ans). Par contre, la vitesse $v = de/dt$ est variable au cours du temps. Nous supposerons avec Shklovsky que le flux magnétique dans une section de l'enveloppe est conservatif d'où $H \sim (er)^{-1}$. D'autre part la densité dans l'enveloppe est

$$\rho \sim (er^2)^{-1},$$

d'où :

$$v \sim (er)^{-1}\,(er^2)^{1/2} \sim e^{-1/2},$$

on a donc :

$$de/dt \sim e^{-1/2},$$

d'où :

$$e \sim t^{2/3}.$$

Soit e_0 la valeur de e à l'époque actuelle $t = t_0$. On a

$$\frac{e}{e_0} = \left(\frac{t}{t_0}\right)^{2/3},$$

d'où :

$$v = \frac{de}{dt} = \frac{2e_0}{3{t_0}^{2/3}}\,t^{-1/3}.$$

Pour $t = t_0$,

$$v = v_0 = \frac{2e_0}{3t_0} \qquad \text{or} \qquad \begin{cases} e_0 = 0{,}6\ \text{pc}, \\ t_0 = 260\ \text{ans}, \end{cases}$$

d'où

$$v_0 = 1500 \text{ km/s}.$$

En posant $\Gamma = 2$, la vitesse des ondes de Alfvén est donc 750 km/s, ce qui conduit en prenant $H = 6\ 10^{-4}$ gauss à une densité égale à $4{,}9\ 10^{-24}$ g. cm^{-3}. La masse de l'enveloppe vaut $4{,}5\ 10^{33}$ g $= 2{,}3\ M_\odot$, valeur tout à fait plausible d'après Minkowski (1958).

Reprenons le calcul de Shklovsky : la décompression adiabatique de l'enveloppe conduit à une perte d'énergie des particules relativistes donnée par :

$$\frac{dE}{dt} = -\left(\frac{v/2}{r + e/2} + \frac{v/2}{r - e/2}\right) E \simeq -\frac{v}{r} E.$$

On a donc, en appelant r_0 la valeur de r à l'instant t_0 :

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{2e_0}{3t_0^{2/3}} t^{-1/3} \frac{t_0}{r_0 t} E,$$

$$\frac{dE}{E} = -\frac{2e_0\ t_0^{1/3}}{3r_0} \frac{dt}{t^{4/3}}.$$

La solution de cette équation différentielle est, en appelant E_0 la valeur de E à l'instant t_0 :

$$E = E_0 \exp\left\{\frac{2e_0}{r_0}\left[\left(\frac{t_0}{t}\right)^{1/3} - 1\right]\right\}.$$

La pente γ du spectre d'énergie des électrons relativistes, dont la distribution est donnée par $dN\ (E) = kE^{-\gamma}\ dE$, est constante, donc la pente du spectre radioélectrique de Cassiopeia A l'est aussi.

Si k_0 est la valeur de k pour $t = t_0$, on voit facilement que l'on a :

$$k = k_0 \left(\frac{r_0}{e}\right)^2 \left(\frac{e_0}{r}\right) \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\gamma-1}$$

$$= k_0 \left(\frac{t_0}{t}\right)^{8/3} \exp\left\{\frac{2e_0}{r_0}(\gamma - 1)\left[\left(\frac{t_0}{t}\right)^{1/3} - 1\right]\right\}$$

On peut vérifier que le rapport de l'énergie des particules à l'énergie magnétique ne varie pas au cours du temps de façon considérable ; il est donc loisible de supposer qu'il y a aujourd'hui à peu près équipartition entre ces énergies et d'admettre pour le champ magnétique la valeur $6\ 10^{-4}$ gauss, comme nous l'avons fait plus haut.

Le flux d'énergie rayonné à la fréquence ν est

$$F_\nu \sim 4\pi r^2\ ek\ H_\perp^{(\gamma+1)/2},$$

où $H_\perp$ est la composante du champ magnétique dans la direction normale à la vitesse des électrons. Il reste donc à évaluer la variation de $H_\perp$ au cours du temps. On sait que si P est la quantité de mouvement de l'électron, $P_\perp$ sa projection selon le champ magnétique, la quantité $P^2_\perp/H$ est un invariant [57]. Si θ est l'angle entre la vitesse de l'électron et le champ, on a

$$\sin\theta = P_\perp/P = H_\perp/H,$$

donc

$$\frac{P^2 \sin^2\theta}{H} = \frac{P^2\ H_\perp^2}{H^3} = \text{Cte}.$$

Or P est proportionnel à l'énergie E de la particule ; on a donc :

$$H_\perp \sim H^{3/2}\ E^{-1}.$$

La variation du rapport $H_\perp/H$ correspond physiquement au fait que, la diminution de l'énergie des électrons étant plus rapide que celle du carré du champ magnétique, leur trajectoire est de plus en plus parallèle au champ magnétique : le rayonnement synchrotron est donc de moins en moins efficace.

En reportant les expressions des différents facteurs dans F_ν on a :

$$\boxed{F_\nu \sim t^{-5(\gamma+1)/4} \exp\left[\frac{2e_0}{r_0}\left(\frac{t_0}{t}\right)^{1/3} \frac{(\gamma - 3)}{2}\right]}$$

Appliquons cette expression au cas de Cassiopeia A où $\gamma = 2{,}56$, $e_0/r_0 = 0{,}3$; on a :

$$F_\nu \sim t^{-4{,}45} \exp\left[-0{,}132\left(\frac{t_0}{t}\right)^{1/3}\right],$$

d'où

$$\frac{dF_\nu}{F_\nu} = \left[\frac{-4{,}45}{t} + \frac{0{,}044\ t_0^{1/3}}{t^{4/3}}\right] dt.$$

La décroissance annuelle du flux de Cassiopeia A à l'époque actuelle, où $t = t_0 = 260$ ans, vaut donc

$$\frac{dF_\nu}{F_\nu} = \frac{-4{,}40}{260} = -1{,}7\ \%.$$

Ce taux annuel de décroissance calculé pour l'époque actuelle est légèrement inférieur à celui calculé par Shklovsky (2%) mais reste supérieur à ce que donne l'observation (1%).

Certains auteurs, notamment D. E. Harris (1961) ont imaginé que la pente du spectre de Cassiopeia A et d'autres résidus de supernovae pourrait décroître au cours du temps ; la seule explication possible semble être une variation du spectre des électrons, où les électrons de basse énergie disparaîtraient

plus vite que ceux de haute énergie. Le seul processus permettant d'expliquer ceci est la perte d'énergie par collision. En utilisant dans le cas de Cassiopeia A les valeurs actuelles $H = 6\ 10^{-4}$ gauss et $\rho = 5\ 10^{-24}$ g/cm^3 (3 protons par cm^3), nous avons estimé que les collisions ne peuvent avoir un effet sensible sur le spectre d'énergie que dans les 20 premières années de la vie de la nébuleuse ; quant aux pertes par bremsstrahlung, elles ne modifient pas le spectre, étant proportionnelles à l'énergie de la particule (les pertes par rayonnement sont négligeables). On pourrait imaginer enfin qu'il y a injection continue d'électrons de haute énergie, à l'exclusion d'électrons de basse énergie, et ceci à un taux constamment croissant au cours du temps : dans le cas de Cassiopeia A et des autres restes de supernovae, et même de la Nébuleuse du Crabe, ceci est fort peu probable. L'hypothèse d'un changement du spectre avec le temps paraît donc très artificielle.

III. Observation d'autres restes de supernovae

En raison de la faiblesse de ces objets ou de leurs dimensions angulaires trop grandes, nos résultats consignés figure 6 sont moins précis que pour Taurus A et Cassiopeia A ; nous n'avons pas tenté dans ces cas de restitution numérique de la distribution de brillance ; on peut d'ailleurs se contenter de modèles simples (Tableau II).

Il est frappant de voir la grande variété de formes des restes de supernovae. Par exemple, la Supernova de Tycho Brahé pourrait être formée de deux sources distinctes : une large dont le diamètre EW à demi-intensité vaut environ 8′, et une étroite de flux 2 fois plus faible et de diamètre égal à 1′,8 environ. On ne peut préciser, même avec les mesures de phase de A. T. Moffet (1961), la disposition relative des deux composantes.

La Supernova de Kepler, de forme à peu près gaussienne, pourrait peut-être comporter une composante étroite très faible, d'après Moffet.

W 44 a une structure complexe qui n'est pas sans analogie avec la Supernova de Tycho Brahé : mais le rapport des dimensions et des flux des composantes ne sont pas les mêmes.

Enfin, nous avons effectué quelques mesures sur IC 443 dont le diamètre apparent est 40′ : son aspect semble à peu près gaussien.

La diversité des formes des restes de supernovae que nous avons observés, qui apparaîtrait mieux encore si nous les comparions à la Boucle du Cygne, etc... pose des problèmes d'interprétation théorique considérables. Il est évident que les conditions physiques lors de l'explosion initiale et peut-être aussi dans la matière interstellaire environnante ont dû varier profondément dans les différents cas. La variété des spectres de ces radiosources n'est pas moins étonnante : le cas le plus curieux est le spectre de la Supernova de Tycho Brahé qui semble présenter vers 200Mc/s une courbure vers le haut [17] qui est-peut être l'indice d'une injection de particules relativistes [59]. Le spectre de W 44 pourrait aussi présenter une courbure similaire.

Parmi ces radiosources, la Nébuleuse du Crabe constitue à tous égards une exception. Il est remarquable que les autres restes de supernovae de type I (Tycho Brahé et Kepler) en diffèrent fortement aussi bien par leur aspect optique que par leur aspect et leur spectre radioélectriques ; elles se rapprocheraient plutôt des restes de supernovae de type II.

En tous cas il paraît arbitraire dans l'état actuel de nos connaissances de vouloir considérer avec D. E. Harris (1961) les restes connus de supernovae comme différentes étapes dans une même lignée (ou même à la rigueur dans deux lignées distinctes) ; chaque cas est un cas d'espèce. Ceci ne restreint pas la portée d'une théorie comme celle de Shklovsky, qui ne fait aucune hypothèse sur les conditions initiales lors de l'explosion et en particulier sur le spectre énergétique des électrons relativistes.

Peut-être faut-il rapprocher la variété des restes de supernovae de la variété des types optiques de supernovae observées lors de leur explosion : F. Zwicky (1961) a montré, en effet, que la classification habituelle des supernovae en deux types est beaucoup trop schématique.

IV. — Observations du centre galactique.

Les observations interférométriques du centre de la Galaxie (Sagittarius A) nous ont conduit à la découverte d'un noyau central très petit et très brillant [Biraud, Lequeux, Le Roux, 1960]. Cette découverte a été effectuée simultanément et de façon indépendante par F. D. Drake (1959) (1960 *a*) à Green Bank et Y. N. Pariiskii (1960) à Poulkovo.

La figure 12 montre la courbe de visibilité de Sagittarius A en base EW La valeur pour la fréquence nulle est l'intensité de la « source centrale » de Westerhout (1958), dont il donne les dimensions $0^o,55 \times 0^o,25$, exprimée en prenant comme unité le flux de Cygnus A. On voit que la source peut être considérée comme la somme de 2

composantes à peu près gaussiennes : l'une large, de diamètre EW égal à 28′ à 1/2 puissance, l'autre étroite, de diamètre EW égal à 3′,5. Les densités de flux de ces sources sont respectivement 730 et 300 10^{-26} W. m^{-2} $(c/s)^{-1}$ sur 1420 Mc/s, si

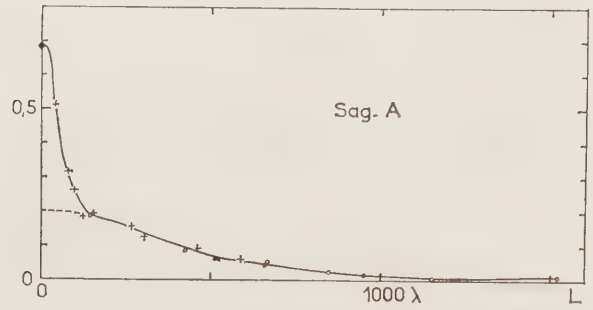

Fig. 12. — Courbe de visibilité de Sagittarius A.

l'on prend 1500 10^{-26} W. m^{-2} $(c/s)^{-1}$ pour Cygnus A. L'ensemble de ces deux sources est superposé à une source non thermique de plus grandes dimensions ($1^o \times 2^o$) que nous ne pouvons étudier car ces dimensions sont à peine plus faibles que le lobe d'une des antennes de l'interféromètre ; elle apporte cependant une contribution non négligeable pour les espacements faibles entre antennes, dont nous avons corrigé les mesures.

Des observations en base oblique ont également été effectuées sur Sagittarius A ; le résultat, corrigé de l'effet de la source large non thermique, est porté figure 13 ; la faible hauteur de Sagittarius A au-dessus de l'horizon interdit d'utiliser des bases faisant un angle de plus de 25° avec la

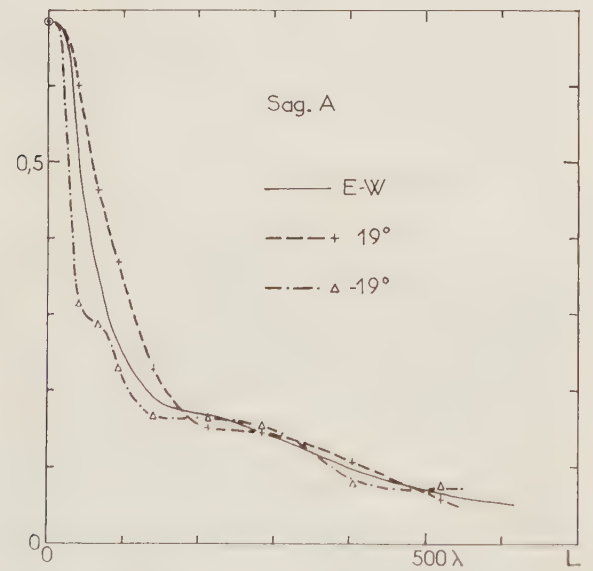

Fig. 13. — Courbes de visibilité de Sagittarius A en base EW et selon des angles de position des franges égaux à + 19° et — 19°.

direction EW, si la source est observée un quart d'heure de part et d'autre du plan médiateur de l'appareil. Les courbes de visibilité reproduites figure 13 correspondent à un angle de position des franges de 19° et — 19° ; on y a adjoint la courbe de visibilité en base EW. Ces mesures montrent que la composante large est fortement asymétrique : si on l'assimile à une ellipse axée sur le plan galactique son diamètre à demi-intensité est 50′ le long du plan galactique contre 17′ dans la direction perpendiculaire. Au contraire, la source étroite semble circulaire, aux erreurs d'expériences près : nos mesures sont incompatibles avec un aplatissement de plus de 30%. Des traces de structures complexes apparaissent dans la courbe obtenue avec des franges dans l'angle de position — 19°.

Il est très intéressant de comparer ces résultats avec les autres mesures à haute résolution sur Sagittarius A. Celles de Y. N. Pariiskii obtenues sur 3,2 cm avec un lobe de 1′,1 (EW) × 40′, et sur 9,4 cm avec un lobe de 3′,7 × 120′, sont directement comparables aux notres puisqu'il s'agit de mesures de la distribution de brillance intégrée dans le sens NS. On voit bien apparaître sur les profils obtenus les 2 sources décrites plus haut. La plus étroite a un diamètre estimé à 3′. L'autre, mesurant environ 30′, est fortement asymétrique par rapport à la source étroite ; son profil EW est presque rectangulaire. Pariiskii (communication privée) nous a indiqué ses estimations du flux de la source étroite. Si on prend à 9,4 cm pour Taurus A le flux 710 10^{-26} W. m^{-2} $(c/s)^{-1}$, le flux de la source étroite est d'environ 300 10^{-26} W. $m^{-2}(c/s)^{-1}$; à 3,2 cm, le flux est compris entre 170 et 380 W. m^{-2} $(c/s)^{-1}$ selon la valeur admise pour celui de Taurus A. Ces chiffres ne différant pas de celui que nous avons donné plus haut sur 21 cm, la source étroite a un spectre parfaitement plat (fig. 14) et est donc de nature probablement thermique.

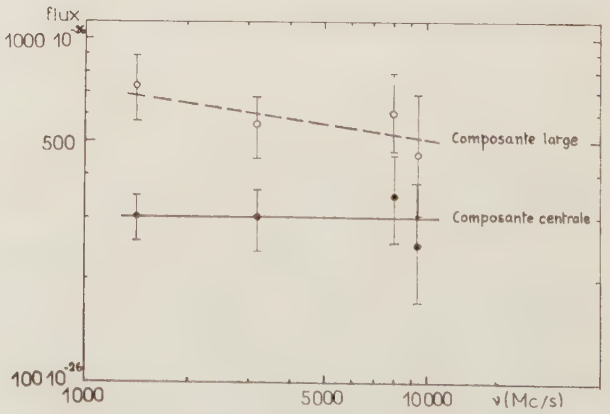

Fig. 14. — Spectre des composantes de Sagittarius A.

Le flux de la source large est difficile à évaluer ; par planimétrie on trouve qu'il vaut environ 1,8 fois celui de la source étroite, à la fois sur 3,2 et 9,4 cm, ce qui donne une valeur de 560 10^{-26} W. m^{-2} $(c/s)^{-1}$ légèrement inférieure à celle que nous avons indiquée plus haut ; néanmoins, cette source pourrait aussi être thermique.

Comparons maintenant nos résultats à ceux de Drake (1960 *a*) qui a obtenu sur 3,75 cm une carte d'isophotes de la région du Centre galactique avec une résolution de 6′ x 6′ (fig. 15). La source

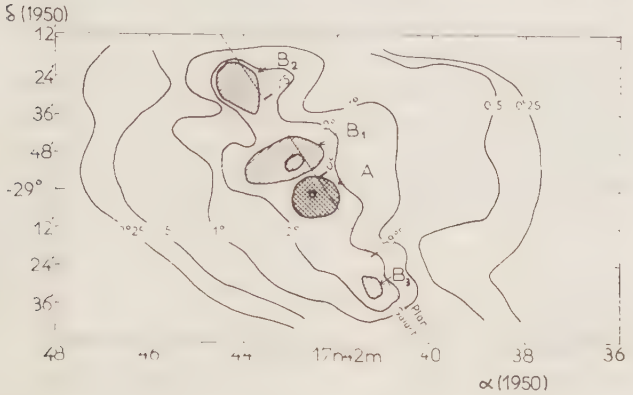

Fig. 15. — Schéma de la région de Sagittarius A, d'après Drake.

étroite est encore très bien visible, mais est accompagnée d'une autre composante plus large et moins intense. Nous avons estimé, à partir des températures d'antenne indiquées par Drake, la densité de flux de la source étroite à 350 10^{-26} W. m^{-2} $(c/s)^{-1}$, en excellent accord avec les mesures précédentes (cf. fig. 14).

Le reste de la radiosource sur 3,75 cm a une structure complexe qui comprend notamment 3 sources discrètes B_1, B_2, B_3 dont nous avons estimé par planimétrie la densité de flux, soit respectivement :

source B_1	270 10^{-26} W.m^{-2} $(c/s)^{-1}$,	
source B_2	115 10^{-26}	»
source B_3	15 10^{-26}	»

Le flux provenant de l'isophote 2°K, sources discrètes non comprises, est 210 10^{-26} et celui de l'isophote 1° K, 710 10^{-26} W. m^{-2} $(c/s)^{-1}$. Ainsi la somme des flux provenant des sources B_1, B_2, et B_3 et de l'isophote 2 °K est 610 10^{-26} W. m^{-2} $(c/s)^{-1}$, soit 1,8 fois le flux de la source centrale A : cet ensemble peut donc être assimilé à la source large de Pariiskii et présente une semblable asymétrie par rapport à la source A.

Des traces de cette structure complexe sont visibles sur la courbe de visibilité en base oblique pour un angle de position des franges de —19° (fig. 13) les franges faisant alors avec le plan galactique un angle de 50°,5 : en particulier, on remarque une périodicité d'environ 300 λ caractéristique d'une structure double ; on en déduit que l'espacement entre les deux sources responsables est d'environ 15′ le long du plan galactique, ce qui correspond très bien à l'espacement entre les sources A et B_1 de Drake. Les grandes dimensions de B_1 (15′ environ) expliquent que l'amplitude des oscillations de la courbe de visibilité soit faible.

En résumé, nos mesures sont en bon accord avec celles de Pariiskii et de Drake. Nous en avons déduit que le spectre de la source étroite centrale est plat : l'indice spectral est 0,0 ± 0,2. Le flux de cette radiosource est de 300 10^{-26} W. m^{-2} $(c/s)^{-1}$ Le spectre de la composante large est difficile à déterminer car sa structure est complexe et sa séparation d'avec le fond continu est arbitraire. Nous estimons son indice spectral à —0,14 ± 0,40 (fig. 14) ce qui correspond plutôt à une source thermique, en accord avec Pariiskii.

Examinons maintenant l'interprétation que l'on peut donner de ces résultats.

a) la source étroite est de nature thermique. En l'assimilant à un disque uniforme de 3′,5 de diamètre, sa température de brillance est 5900 °K sur 21,1 cm. Si l'on suppose arbitrairement la température électronique égale à 10000 °K on en déduit :

Profondeur optique :

$$\tau = 0{,}89.$$

Mesure d'émission :

$$\int Ne^2\, ds = 5{,}55\ 10^6\ \tau = 4{,}9\ 10^6\ \mathrm{cm}^{-6}\ \mathrm{pc}.$$

Il s'agit donc d'un objet tout à fait exceptionnel parmi les radiosources thermiques auquel on ne peut comparer que le centre de la Nébuleuse d'Orion et de la Nébuleuse Oméga. La probabilité pour qu'une telle nébuleuse H_{II} se trouve à moins de 0,1° du centre galactique étant de l'ordre de 10^{-7}, il est évident que la source étroite est le noyau même de la Galaxie. Son diamètre vaut donc 8,3 pc à demi-intensité, sa distance étant 8,2 kpc (valeur sujette à révision : cf. Kron, Mayall, 1960). On peut alors calculer la densité électronique moyenne et la masse d'hydrogène ionisé en assimilant cette fois la source à une sphère de 8,3 pc de diamètre :

$$N_e = 1000\ \mathrm{cm}^{-3},$$
$$M = 1{,}5\ 10^{37}\ g = 7.500\ M_\odot.$$

Cet objet remarquable est l'équivalent dans la

Galaxie du noyau de la Nébuleuse d'Andromède, dont les dimensions sont analogues (7,9 x 4,7 pc).

Le noyau de M. 31 a un spectre essentiellement stellaire, avec des raies inclinées par une forte rotation, qui ont permis d'évaluer sa masse à $1{,}27\ 10^7\ M_\odot$ et son rapport masse/luminosité à 3,6 [Walker, Lallemand, Duchesne, 1960]. Si notre Galaxie et M. 31 possèdent un noyau stellaire identique, ce dont on n'a aucune preuve directe, l'hydrogène ionisé interstellaire ne représente que $6\ 10^{-4}$ de la masse totale : on ne peut s'étonner de ne pas voir les raies de la matière interstellaire dans le spectre du noyau de M. 31.

L'ionisation de l'hydrogène interstellaire dans le noyau pose des problèmes délicats. Si l'on admet pour celui-ci la population stellaire qualitative indiquée par Morgan (1956) et un rapport masse/luminosité de 3,6, un calcul grossier montre que pour ioniser la quantité voulue d'hydrogène il faut faire intervenir des étoiles chaudes O,A et B en nombre assez élevé (10^4 à 10^5 étoiles), dont la contribution au spectre est le maximum compatible avec l'observation. La condition d'ionisation étant fort critique, on se demande si l'ionisation n'est pas due à d'autres causes que le rayonnement des étoiles : collisions, ionisation par un rayonnement synchrotron ultraviolet, etc.

b) L'interprétation de la source large est beaucoup plus difficile. Sa nature thermique est assez probable car on sait qu'elle produit une absorption sur ondes métriques et décamétriques, [64]. La source B_1, en particulier, est probablement thermique : cela est moins sûr pour B_2 et B_3 dont le spectre est mal connu. Il est impossible pour l'instant de dire comment ces sources sont placées dans la Galaxie. Il est peu probable qu'elles soient situées dans le bras à 3 kpc du Soleil, car elles ne coïncident pas avec les régions H_{II} optiques observées par Sharpless (1953).

DEUXIÈME PARTIE

Étude des radiosources extragalactiques.

Malgré l'accumulation d'un nombre considérable d'observations, nos connaissances sur les radiosources extragalactiques sont encore rudimentaires. Ceci tient d'une part au fait que les identifications sans ambiguïté des radiosources à des galaxies optiques sont en nombre insuffisant, et d'autre part au manque de pouvoir de résolution des instruments qui a longtemps interdit d'avoir aucun renseignement sur la structure de ces objets, voire même sur leurs dimensions globales.

Néanmoins des progrès récents ont été faits dans deux directions. Des mesures de position plus précises ont conduit à des identifications nouvelles [Harris, Roberts, 1960] [Bolton, 1960] [Mills, 1960] ; des mesures interférométriques à haute résolution, destinées à déterminer le diamètre et la forme d'un grand nombre de radiosources, ont été menées simultanément par trois équipes :

1) Au California Institute of Technology, avec un interféromètre à 2 miroirs de 27 m, sur 31 cm de longueur d'onde. L'espacement maximal est 1557 λ en base Est-Ouest et Nord-Sud. La grande sensibilité de l'instrument a permis d'obtenir, en base EW et NS et sur des bases obliques, la courbe de visibilité d'une centaine de radiosources extragalactiques, avec quelques mesures de phase ; il s'agit de radiosources de diamètre relativement grand, le minimum mesurable étant de l'ordre de 0′,5. Ces mesures [31], [32], [38], [39], seront désignées dans la suite par le symbole : « Caltech ».

2) Le groupe de Manchester a utilisé le miroir de 75 m de Jodrell Bank en corrélation avec une antenne démontable sur 1,9 m de longueur d'onde. Les mesures ont porté sur 250 sources à un petit nombre d'espacements allant jusqu'à 62000 λ, en base EW seulement. Ces observations sont essentiellement destinées à mesurer le diamètre des radiosources jusqu'à 1″ environ, en vue d'études statistiques. Occasionnellement, des renseignements importants sur la structure des radiosources sont obtenus [1], [46]. Ces mesures seront désignées par le symbole : « Jodrell Bank ».

3) Nos propres mesures, dont nous avons étudié l'interprétation en collaboration avec J. Heidmann, ont un caractère assez différent : effectuées avec une grande résolution (base EW de 7000 λ) et un grand nombre d'espacements, elles permettent une étude détaillée des sources les plus intenses de dimensions moyennes. On peut estimer les diamètres apparents jusqu'à 10 ″ environ.

Nous avons étudié en base EW 24 sources présumées extragalactiques, jusqu'à un espacement maximal entre antennes égal à 6950 λ. Cygnus A, Hercules A, Virgo A et 3C 123 ont également fait l'objet de mesures en base oblique, avec un espacement maximal de 1800 λ. Le résultat

TABLEAU III

Source	Densité de flux (10^{-26} MKSA)	Diamètre E-W	Structure	Indice Spectral	Identification	Remarques
—	—	—	—	—	—	—
C 33	11,0 ± 1,5	D	Double, séparation EW 1'1. Diamètre des composantes < 20″.	0,74	CT	
C 48	15,0 ± 2,0	Cf. texte		0,55	CT	Sans doute galactique.
C 66	10,0 ± 3,0	C	Partie large diamètre > 10′. Partie étroite, flux 3,3 ± 0,6.	0,55	CT	Double ?
NGC 1275 *c* ...	9,0 ± 1,0	< 12″		Cf (63)	+	Cf. Texte.
a ...	3,9 ± 1,5	< 2′ ?		~ 0,55	?	
b ...	7,5 ?	30′ ?		?		
C 98	10,5 ± 2,5	C	Large, diamètre 3′, flux 7 étroite < 30″.	0,65	CT	Double.
C 111	13,5 ± 2,5	D	Cf. Maltby, Moffet (1961).	0,73	—	
C 123	45,0 ± 2,0	D	Double séparation EW 12″5. Diamètre des composantes 5″.	0,66	—	
C 134	9,8 ± 1,3	39″ ± 14″	Double presque NS.	0,95	—	
C 147	18,9 ± 1,5	< 10″		0,37	—	
C 161	12,0 ± 1,5	< 10″		0,67	—	Structure complexe ?
C 196	12,0 ± 1,0	< 5″		0,79	?	
Hydra A.....	39,0 ± 2,0	H	Partie large, diamètre 42″, flux 31 + partie étroite, diamètre 10″ ? flux 8.	0,87	+	Peut-être halo large
C 273	37,5 ± 2,0	D	Double, séparation EW 14″. Diamètre des composantes ~ 4″.	0,44	?	
Virgo A	200	H	Halo dimensions 10′ × 5′5, angle de position ~ 70°, flux 80.	Cf. texte	+	Traces de structure dans le halo.
			« Jet » double, composantes de diamètre 23″ séparées de 33″ dans l'angle de position 285° ± 15°, flux 65 et 55.	id.		
Coma A	3,8 ± 0,5	< 1′		0,42 ± 0,15	?	Cf. Texte.
D	3,0 ± 0,5	< 1′		0,55 ± 0,15		
C.....	7,5 ??	~ 40′ ?		?		
C 286	13,4 ± 0,7	8″ ± 4″		0,43	—	
C 295	17,7 ± 0,6	< 5″		0,65	CT	
Hercules A	45,0 ± 2,0	D	Double, séparation 111″ dans l'angle de position 98° ± 5°, diamètre EW des composantes 47″, flux 25 et 20.	0,96	W, D, E	
C 353	54,0 ± 4,0	D	Double, séparation EW. 136″. Composantes de diamètre EW 74″ et de flux 36 et 18.	0,68	M	
C 380	13,7 ± 1,2	12″ ± 5″		0,75	—	
Cygnus A	1500 (étalon)	D	Double, séparation 106″ dans l'angle de position 110° ; diamètre des composantes 25″, flux 830 et 600.	0,81 courbe après 2000 Mc/s	+	Composantes à bord externe abrupt, allongées le long du grand axe ; pont d'émission entre les composantes.
C 409	13,0 ± 0,9	18″ ± 6″		1,00	—	Peut-être double.
C 433	9,9 ± 0,9	16″ ± 5″		0,84	CT	
C 444	10,5 ± 1,5	D	Double, séparation EW 24″. Diamètre des composantes ~ 15″ ?	0,7 courbe ?	M	
C 452	7,5 ± 2,0	C		0,83	—	

de ces mesures, qui ont été partiellement publiées ailleurs [18], [27] est résumé Tableau III, où les radiosources sont classées par ordre d'ascensions droites. Beaucoup de sources n'avaient pas encore été observées sur une fréquence aussi élevée que 1420 Mc/s. Les densités de flux ont été obtenues par extrapolation à l'origine des courbes de visibilité, à l'exception de celle de Virgo A où nous avons adopté les densités de flux d'autres auteurs, jugées plus précises. Nous avons pris pour le flux de Cygnus A la valeur 1500 10^{-26} W.m^{-2} (c/s)$^{-1}$, comme dans le reste de ce travail.

Nous donnons ensuite le diamètre EW à demi-intensité, ou le symbole C, D ou H exprimant que la source est soit complexe et de structure non déterminée, soit double, soit composée d'un noyau et d'un halo. Les erreurs indiquées sont des erreurs probables. Les renseignements obtenus sur la structure figurent dans la colonne suivante ; il faut noter que certaines proviennent de la comparaison de nos mesures avec celles de Jodrell Bank et de Caltech. Nous avons évalué, en utilisant toutes les mesures publiées à ce jour, l'indice spectral radioélectrique des radiosources étudiées, sans appliquer d'ailleurs aucune correction à ces mesures : l'expérience montre que la dispersion des points expérimentaux n'est pas plus grande que si l'on rapporte tous ces flux à celui d'une source étalon, Cassiopeia A par exemple. Nous indiquons ensuite si la source a été identifiée à un objet optique : le symbole CT se rapporte aux identifications effectuées par Bolton (1960), M à celles effectuées par Mills (1960). Pour Hercules A, l'identification proposée par Williams, Dewhirst et Leslie (1961) à été confirmée récemment par M. Joshi à Nançay (inédit).

Nous reprendrons maintenant l'étude de chaque source, sans suivre l'ordre du tableau. Comme Virgo A et Cygnus A sont connues avec beaucoup plus de détails que les autres radiosources, nous leur consacrerons une étude approfondie. Nous décrirons ensuite les radiosources formées de deux composantes, qui paraissent les plus nombreuses parmi les radiosources extragalactiques (sur 24 sources étudiées 12 *au moins* sont doubles), et enfin les autres sources.

I — Virgo A

A) *Distribution de brillance Est-Ouest.*

La courbe de visibilité de cette radiosource en base Est-Ouest est complexe et indique l'existence de plusieurs composantes : en particulier, on peut distinguer une composante large, que nous nommerons « halo radioélectrique », et une composante étroite plus intense appelée « jet radioélectrique », par analogie avec la structure optique de M. 87.

La figure 16 reproduit le début de la courbe de visibilité EW jusqu'à 1500 λ conjointement à la courbe de visibilité obtenue à Caltech sur 960 Mc/s et la figure 17 l'ensemble de la courbe de visibilité EW, la contribution du halo étant supprimée. Les amplitudes sont exprimées comme à l'ordinaire en prenant pour unité le flux de Cygnus A ; l'amplitude à l'origine est tirée de la mesure de G. Westerhout (1958), qui est en bon accord avec l'extrapolation de nos points expérimentaux. L'examen de ces figures permet d'estimer la densité de flux du halo à 80 10^{-26} W. m^{-2} (c/s)$^{-1}$ (Cygnus A = 1500 10^{-26}), et son diamètre EW à demi-intensité à 10′, si on suppose qu'il a une forme gaussienne. La densité de flux du jet est 120 10^{-26}. Nous avons effectué pour le jet une restitution numérique de la distribution de brillance EW, dont le résultat est porté figure 18. La courbe n'est pas corrigée de la convolution par la bande spatiale rectangulaire de l'interféromètre ; néanmoins elle montre de façon claire que le jet présente une structure double qui est un peu en deçà de la limite de résolution.

La solution de la restitution numérique pouvant n'être pas unique, comme nous l'avons indiqué dans la première partie, nous avons essayé pour le jet différent modèles et comparé leur transformée de Fourier avec la courbe de visibilité observée.

Aucun modèle ne présentant pas de structure double n'a donné de résultat compatible avec les observations, et nous considérons comme certain que le jet est double.

En première approximation, on peut le considérer comme formé de deux sources gaussiennes de même diamètre à demi-intensité 23″, séparées de 31″ en base EW et d'intensité respective 65 et 55 10^{-26} W.m^{-2} (c/s)$^{-1}$. La courbe de visibilité calculée d'après ce modèle est indiquée figure 17 on voit qu'elle rend suffisamment bien compte des valeurs expérimentales.

B) *Mesures en base oblique, structure à deux dimensions.*

Différentes séries de mesures ont été effectuées en base oblique. Les meilleures, effectuées avec un angle de position des franges égal à + 45° et —45°, sont indiquées figure 19 conjointement avec la courbe de visibilité en base EW Elles indiquent une forte asymétrie à la fois dans le halo et dans le jet ; de plus, des traces de structure complexe sont visibles pour les espacements compris entre

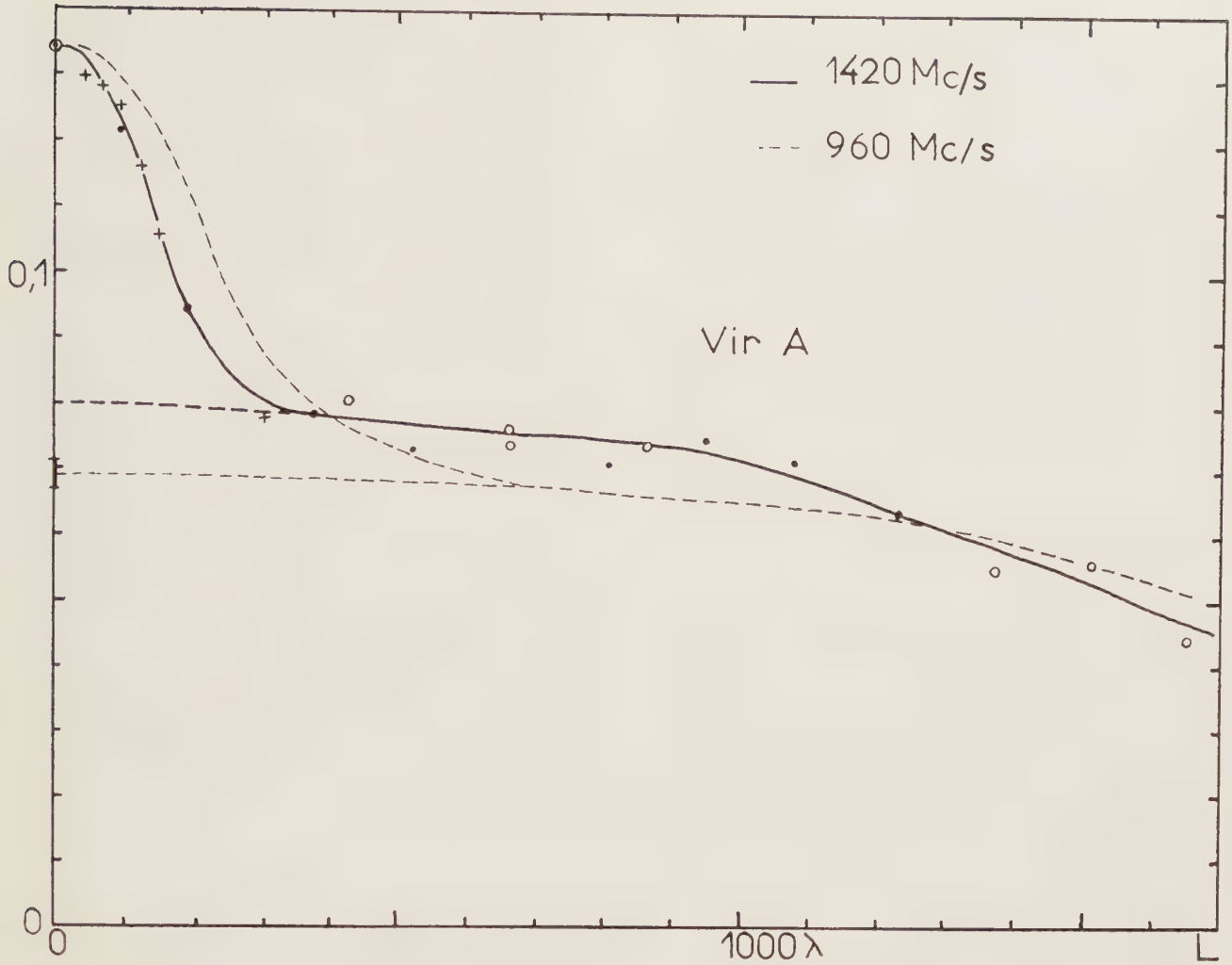

FIG. 16. — Courbe de visibilité de Virgo A sur 2 fréquences.

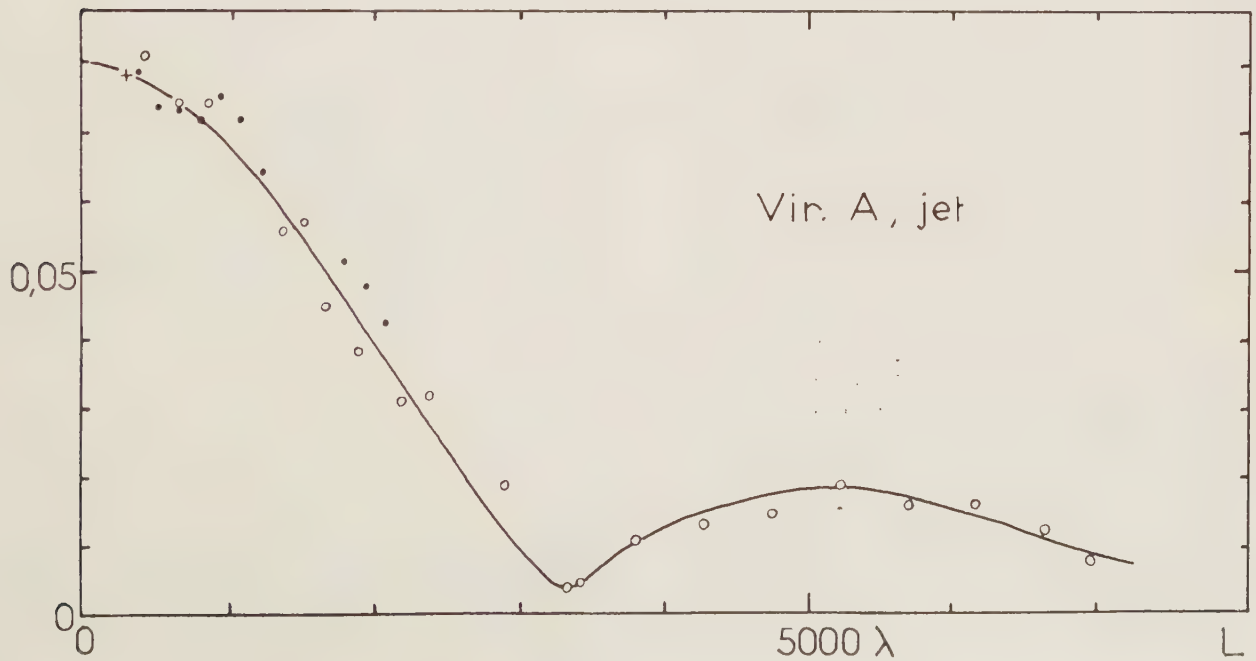

FIG. 17. — Courbe de visibilité du jet de Virgo A sur 1420 Mc/s.

300 et 1200 λ : les points expérimentaux ont d'ailleurs dans cette zone une dispersion notablement plus grande que celle à laquelle on s'attend. L'interprétation de cette structure est fort problématique, mais il faut signaler qu'elle a été observée par d'autres auteurs, notamment R. N. Bracewell (*communication privée*) : il s'agit d'une structure faisant partie du halo, et non de structures extérieures comme M. 84, dont la contribution est négligeable.

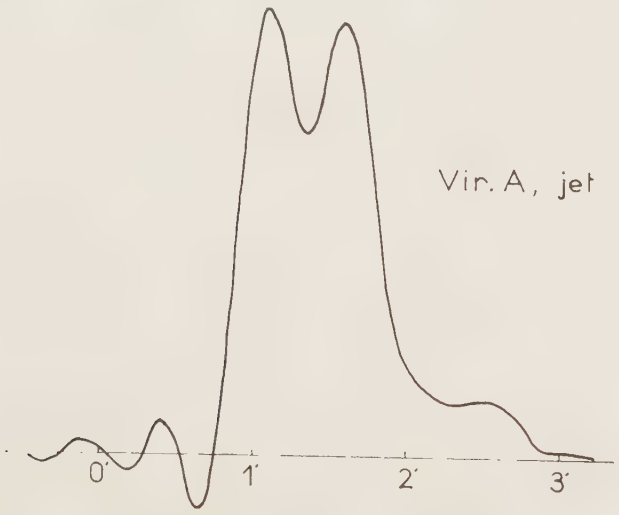

Fig. 18. — Profil EW du jet de Virgo A.

Pour le halo, nos mesures conduisent, en supposant une symétrie elliptique, à des dimensions à demi-intensité égales 10′ x 5,′5. L'angle de position très mal déterminé, est compris entre 40° et 70°. La température de brillance moyenne sur 21 cm est 360 °K.

Il est également possible d'estimer grossièrement l'angle de position du jet, bien que nos mesures en base oblique n'atteignent pas une grande résolution Les dimensions avec un angle de position des franges de + 45° sont sensiblement égales aux dimensions EW, alors que pour un angle de position de — 45° elles sont très nettement inférieures : on voit aisément que ceci n'est compatible qu'avec un angle de position du jet compris entre 90° et 135° (ou 270° et 315°), et plus proche de 90° que de 135° (ou de 270° que de 315°). Une valeur acceptable de l'angle de position peut être 105° ± 15°, ou 285° ± 15°.

Il faut rapprocher ce dernier chiffre de l'angle

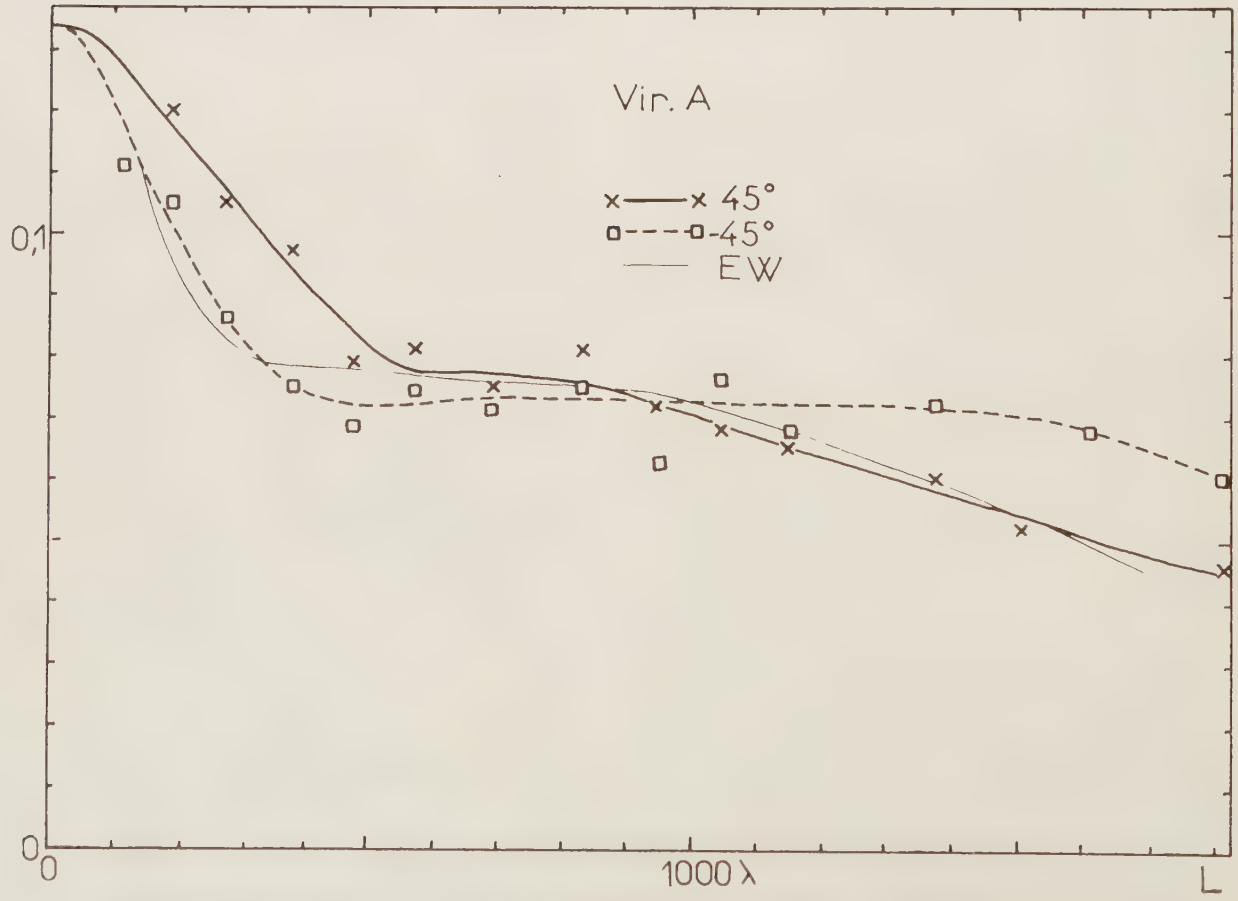

Fig. 19. — Courbe de visibilité de Virgo A en base EW et selon des angles de position des franges égaux à + 45° et — 45°.

de position du jet optique dans M 87, qui est 290°. Il est impossible de préciser les dimensions du jet dans le sens perpendiculaire au grand axe.

Il semble donc qu'il y ait une relation très étroite entre le jet optique et le jet radioélectrique de Virgo A. Pour la préciser, et aussi pour connaître la position du jet radioélectrique par rapport au jet optique, nous utiliserons les mesures de position les plus précises de l'ascension droite de Virgo A.

Une mesure effectuée avec le grand miroir de Nançay fournit l'ascension droite α_t du centre de gravité de l'ensemble de la radiosource, d'où l'on déduit celle du jet lui-même en connaissant sa contribution au flux, que nous déterminerons plus loin, et en supposant le halo radioélectrique bien centré sur le noyau de la galaxie, ce qui est évidemment discutable s'il présente une structure complexe Dans les deux autres cas, le halo est résolu et la position mesurée est réellement celle du jet.

Les mesures utilisées donnent les résultats suivants, présentés sous la forme de la différence entre l'ascension droite α_r du jet radioélectrique et celle α_0 du noyau de la galaxie, extraite du catalogue NGC et reproduite dans *Trans. IAU* (1955) **9**, 579, soit $\alpha_0 = 12\text{ h }28\text{ m }18\text{ s}$ (1950,0)

L'ensemble de ces mesures donne $\alpha_r - \alpha_0 = 2{,}5\text{s} \pm 0{,}3\text{s}$. Ce chiffre est confirmé par d'autres mesures inédites moins précises effectuées par M. Joshi sur 169 Mc/s et R. N. Bracewell sur 3000 Mc/s (*communications privées*).

La précision remarquable avec laquelle est déterminé cet écart nous a incité à remesurer la position de Virgo A, la position du NGC (confirmée par celle du catalogue B. D. cù Virgo A figure), étant insuffisamment précise. Nous avons effectué la mesure sur une plaque prise par J. Heidmann au foyer direct du télescope de 1,93 m de l'Observatoire de Haute Provence, où se trouvent deux étoiles de l'AGK_2.

Cette mesure donne, à partir des positions AGK_2 de ces étoiles, n° 12° 1404 et 12° 1408 :

$$\alpha(1950{,}0) = 12\text{ h }28\text{ m }17\text{ s},8 \pm 0{,}1\text{ s},$$
$$\delta(1950{,}0) = +12°40'4'',9 \pm 1'',5,$$

pour le noyau de la galaxie optique.

L'écart en ascension droite entre le jet radioélectrique et le noyau de la galaxie est donc, en définitive ;

$$\alpha_r - \alpha = -2{,}5\text{ s} \pm 0{,}4\text{ s}.$$

Auteur	Fréquence	$\alpha_t - \alpha_0$	Flux relatif du jet	$\alpha_r - \alpha_0$	Source étalon de position
Nançay (Grand miroir, inédit)	1420 Mc/s	$-1{,}4\text{ s} \pm 0{,}5\text{ s}$	60 %	$-2{,}3 \pm 0{,}8\text{ s}$	Lune
Y. N. Pariiskii (1961*c*) ...	3450 Mc/s	$-3\text{ s} \pm 1\text{ s}$	halo résolu	$-3\text{ s} \pm 1\text{ s}$	Lune
F. D. Drake (1960*b*)	8000 Mc/s	$-2{,}4\text{ s}$	halo résolu	$-2{,}4\text{ s}(\pm 0{,}5\text{ s}\ ?)$	Jupiter

Si l'angle de position du jet radioélectrique et du jet optique est le même, cet écart correspond à $37'' \pm 6''$ le long du jet. La figure 20 indique, superposé au profil photométrique longitudinal du jet publié par Van Houten (1961), le profil radioélectrique obtenu à partir de cette donnée. Dans cette figure, les deux composantes du jet radioélectrique sont supposées égales puisqu'on ne sait pas, faute de mesure de phase, si la plus intense est à l'Est ou à l'Ouest.

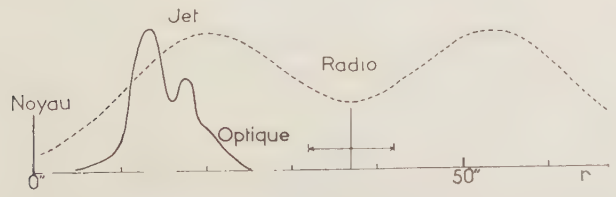

Fig. 20. — Comparaison du profil longitudinal du jet optique et du jet radioélectrique de Virgo A. En abscisses, la distance au noyau.

Le jet radioélectrique est donc beaucoup plus étendu que le jet optique, et est fortement décalé vers l'Ouest par rapport à celui-ci. On peut associer la composante Est au jet optique, mais cela n'a rien de certain étant donné la grande différence entre les dimensions des deux objets.

Si l'on suppose les composantes du jet circulaires, leur température de brillance est environ 100000 °K sur 21 cm.

C) *Variations de Virgo A avec la fréquence.*

La comparaison de nos mesures avec celles d'autres auteurs donne des résultats très intéressants : d'une part le spectre du jet diffère fortement de celui du halo, et d'autre part les dimensions du halo croissent avec la fréquence.

Les mesures utilisées sont les suivantes :

a) — sur 8,7 cm, Y. N. Pariiskii (1961*c*) met en évidence l'existence du jet dont il estime le diamètre

EW à moins de 1′, grâce au bon pouvoir de résolution du radiotélescope de Poulkovo (3′). 80 % du rayonnement provient du jet si on estime à 10′ le diamètre du halo à 8,7 cm (*communication privée*).

b) — sur 31 cm, A. T. Moffet a obtenu à Caltech la courbe de visibilité de Virgo A jusqu'à 1557 λ en base EW ; nous l'avons reproduite figure 16 avec celle observée par nous, en faisant coïncider les amplitudes à l'origine. La contribution du jet au rayonnement total n'est que 52 % ± 2 %, au lieu 60 % sur 21 cm. D'autre part, les dimensions EW du halo sont 6′,7, au lieu de 10′ sur 21 cm. En déclinaison, le diamètre du halo est un peu supérieur et vaut 8′,3 environ, au lieu de 10′ sur 21 cm.

c) — sur 3,5 m, les mesures déjà anciennes de Mills (1953) n'ont pas permis de mettre le jet en évidence, en raison du manque de sensibilité de l'instrument ; néanmoins Mills estime *a posteriori* que sa contribution est de l'ordre de 20 %. En admettant ce chiffre, nous avons recalculé les dimensions du halo d'après les points expérimentaux ; on trouve 5′,6 dans le sens EW. Le grand axe du halo mesure 7′, le petit axe 4′, et l'angle de position est environ 45°.

d) — enfin, on peut utiliser quelques mesures d'amplitude effectuées sur 1,9 m à Jodrell Bank [46] à 300λ l'amplitude relative est 0,45 et à 2200λ, 0,10. Pour le point à 300 λ le halo donne une contribution importante qu'il est difficile d'estimer car elle dépend de façon critique du diamètre du halo. Si l'on suppose que la forme du jet ne varie pas beaucoup avec la fréquence, le point à 2200 λ est utilisable ; la contribution du jet est alors 0,4 fois sa contribution sur 21 cm, où l'amplitude relative à 2200λ est 0,244 : le flux du jet est donc seulement 25 % du flux total sur 1,9 cm. La mesure à 300 λ

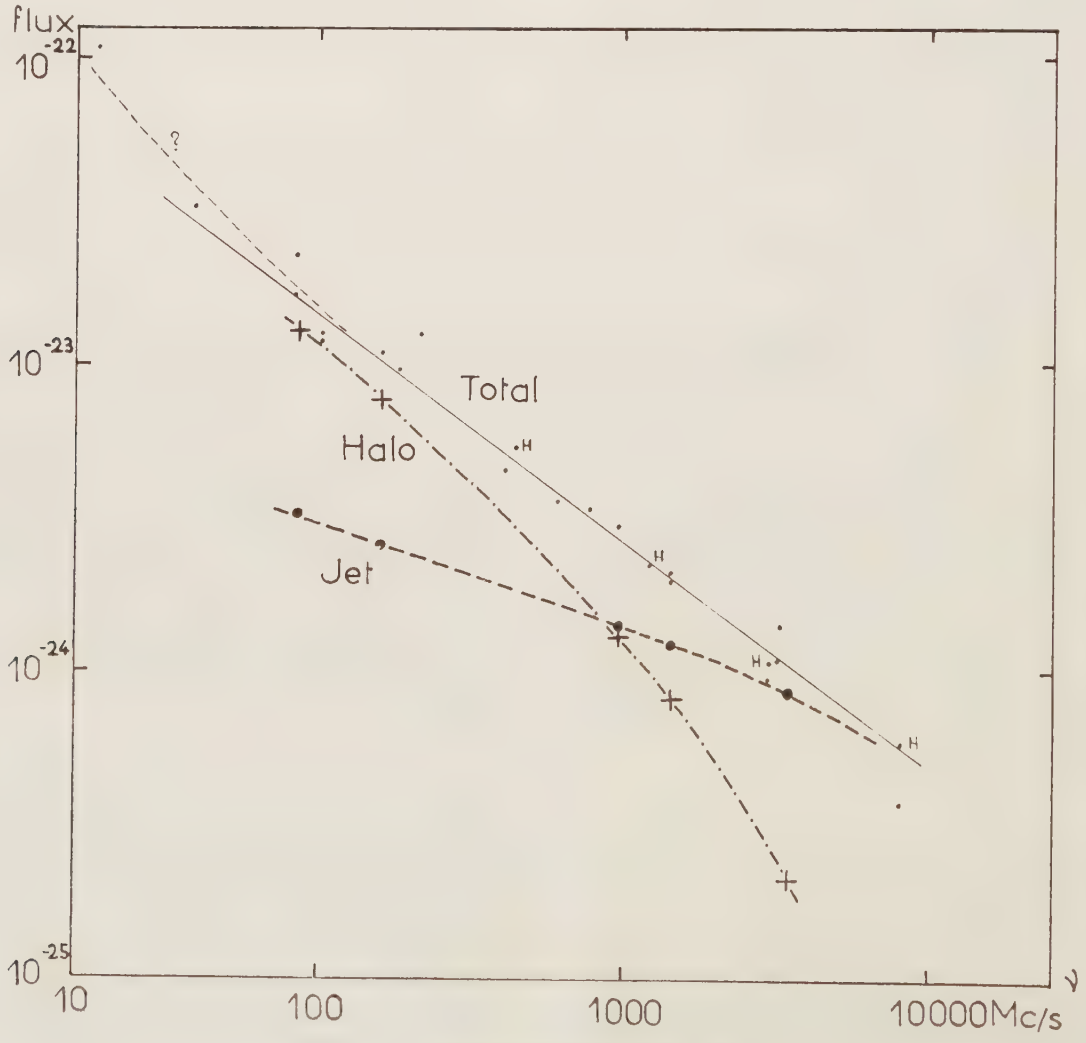

Fig. 21. — Spectre des composantes de Virgo A.

permet alors d'estimer très grossièrement le diamètre EW du halo, soit environ 7′, en assez bon accord avec les estimations précédentes.

A partir de l'ensemble des mesures du flux total de Virgo A publiées à ce jour, on peut voir que le spectre de l'ensemble de la source est sensiblement linéaire, l'indice spectral valant 0,74 : ce spectre et les points expérimentaux sont portés figure 21. En dessous de 100 Mc/s, l'indice spectral pourrait être un peu plus élevé que cette valeur, mais les mesures de flux de SHAIN à 18,3 Mc/s semblent donner des résultats systématiquement trop élevés. Sur la figure 21 nous portons également le spectre du jet et du halo, à partir des données que nous venons d'énumérer.

On voit que l'indice spectral du jet est constant et égal à 0,33 aux fréquences inférieures à 2000 Mc/s; au-dessus de 8000 Mc/s, où l'on dispose encore de bonnes mesures de flux (celles de HEESCHEN (1961) qui forment un ensemble cohérent et ont été dépouillées avec soin, sont indiquées par le symbole « H »), tout le flux provient pratiquement du jet ; la courbure spectrale a lieu entre 2000 et 8000 Mc/s, disons en gros vers 3000 Mc/s.

Nous ne disposons malheureusement d'aucune mesure de flux au-delà de 8000 Mc/s. On peut être tenté de relier le flux lumineux du jet optique, dont l'émission est due au mécanisme synchrotron, au flux du jet radioélectrique, bien qu'il faille être prudent, nous l'avons dit, dans l'identification des deux structures. R. C. BLESS (1962) donne pour la densité de flux du jet optique $8{,}3\ 10^{-29}$ W.m^{-2}. (c/s)$^{-1}$ dans le bleu (4400 Å) et $2{,}4\ 10^{-28}$ dans le rouge (6200 Å). Il y a évidemment une chute brutale du spectre dans le visible, qui doit correspondre à l'existence d'une énergie limite pour les électrons relativistes. Entre le rouge et les fréquences radioélectriques l'indice spectral est de 0,74, soit le même que pour l'ensemble de Virgo A dans le domaine radioélectrique : il y a là une curieuse coïncidence. Si on assimile le jet optique à une des composantes du jet radioélectrique, l'indice spectral de cette composante entre les ondes centimétriques et le rouge est 0,63 (en supposant les deux composantes égales sur ondes centimétriques).

Malheureusement, les mesures existantes ne permettent pas de préciser le comportement de chacune des composantes en fonction de la fréquence.

Les variations du halo avec la fréquence ne sont pas moins curieuses. Son spectre (fig. 21) présente également une courbure très marquée vers le bas, le rayonnement devenant négligeable à partir de 8000 Mc/s. D'autre part, les dimensions du halo croissent de façon remarquable avec la fréquence, puisqu'elles passent dans le sens EW de 5′,6 sur 101 Mc/s à 6′,7 sur 960 et 10′ sur 1420 Mc/s : les variations des dimensions avec la fréquence vont donc en sens inverse de celles de la Nébuleuse du Crabe.

Par contre, sa forme semble varier peu puisque l'aplatissement est d'environ 0,55 aussi bien à 101Mc/s qu'à 1420 Mc/s ; la différence entre les angles de position mesurés aux diverses fréquences ne semble pas significative.

D) *Étude théorique de Virgo A.*

Les variations d'aspect de Virgo A avec la fréquence sont un résultat remarquable sur lequel il nous semble nécessaire d'insister. Peu d'exemples de telles variations sont connus, ce qui ne signifie pas qu'il s'agisse de phénomènes exceptionnels car les observations qui permettraient de les mettre en évidence sont encore très peu nombreuses.

Une des particularités les plus remarquables de Virgo A (qu'elle partage avec Cygnus A) est la courbure vers le bas du spectre de ses composantes. Ces courbures spectrales ont été étudiées théoriquement par H. TUNMER (1959) puis F. HOYLE (1960), mais seulement dans le cas stationnaire où l'on suppose une injection continue de particules relativistes dans la radiosource. Cette hypothèse nous paraît peu admissible dans le cas de Virgo A qui ne semble pas dans un état stationnaire en raison de la présence d'électrons dont l'énergie est extrêmement élevée (rayonnement synchrotron du jet optique). Nous imaginons plutôt qu'il y a eu des apports discrets de particules relativistes, conformément aux idées de SHKLOVSKY (1960 *b*) et d'autres auteurs ; nous sommes donc amenés à étudier le comportement d'un nuage isolé d'électrons relativistes emprisonnés dans un champ magnétique, que nous supposerons uniforme et constant.

Supposons que le spectre d'énergie des électrons au moment de leur injection, que nous prendrons pour l'instant $t = 0$, ait la forme $dN(E) = kE^{-\gamma}\,dE$, E étant l'énergie des électrons. Nous supposerons pour l'instant que ce spectre s'étend jusqu'aux énergies très élevées, et que seules les pertes par rayonnement sont importantes. La perte d'énergie par rayonnement est donnée par :

$$dE/dt = -AH_{\perp}^{2}\,E^{2}\ [41] \qquad \text{avec} \qquad A = 3{,}79\ 10^{-6},$$

si le champ magnétique transversal $H_{\perp}$ est exprimé en Gauss, E en GeV et t en secondes.

L'énergie E′ d'un électron dont l'énergie initiale vaut E est donc, au bout du temps t, telle que :

$$E' = E/(1 + AH_{\perp}^{2}\,Et), \quad \text{ou} \quad E = E'/(1 - AH_{\perp}^{2}\,E't).$$

On voit qu'au bout du temps t tous les électrons ont une énergie inférieure à une certaine énergie critique $E_c = 1/AH_\perp^2 t$; si le spectre énergétique ne s'étendait pas aux énergies infinies à l'instant initial, l'énergie critique serait inférieure à $1/AH_\perp^2 t$ mais tendrait vers cette valeur si t est assez grand.

Évaluons le spectre énergétique des électrons à l'instant t, en nous plaçant de nouveau au cas du spectre énergétique infini à l'instant initial. On aura :

$$dN(E')/dE' = kE^{-\gamma}\ dE/dE' = kE^{-\gamma}\ (1 - E'/E_c)^{\gamma-2}.$$

Aux faibles énergies $E' \ll E_c$, ce spectre d'énergie est le même que le spectre initial : en effet, les pertes par rayonnement sont négligeables. Le comportement du spectre pour les énergies voisines de E_c dépend de γ ; $dN(E')/dE'$ tend vers 0 si $\gamma<2$ ou vers l'infini si $\gamma>2$. Ceci signifie physiquement que si $\gamma<2$, la pente du spectre énergétique étant faible, il y a engorgement pour les énergies voisines de E_c, où il y a plus d'électrons qui arrivent que d'électrons qui partent en perdant leur énergie par rayonnement. Si $\gamma>2$, inversement, les électrons de haute énergie étant initialement moins nombreux, leur apport aux énergies voisines de E_c ne permet pas de compenser le départ des électrons qui avaient initialement une énergie voisine de E_c, vers les énergies inférieures.

On évalue aisément le spectre de l'émission radioélectrique qui correspond au spectre énergétique ci-dessus, en supposant pour simplifier que chaque électron rayonne à sa fréquence caractéristique donnée par :

$$\nu = LH_\perp E^2 \text{ [41]} \quad \text{avec} \quad L = 1{,}6\ 10^{13},$$

si $H_\perp$ est en gauss, E en GeV et ν en c/s.

On obtient le spectre :

$$J(\nu) = \text{Cte}.H_\perp^{(\gamma+1)/2}\ \nu^{-(\gamma-1)/2}\ (1 - \sqrt{\nu/\nu_{lim}})^{\gamma-2},$$

ν_{lim} étant la fréquence caractéristique des électrons d'énergie E_c.

On a :

$$\nu_{lim} = LH_\perp E_c^2 = L/A^2\ H_\perp^3\ t^2,$$

soit numériquement

$$\nu_{lim} = 1{,}1\ 10^2/H_\perp{}^3\ t^2,$$

si ν_{lim} est en c/s, $H_\perp$ en gauss et t en années.

Le comportement asymptotique du spectre du rayonnement est analogue à celui du spectre énergétique des électrons relativistes. Aux basses fréquences, l'indice spectral $\frac{\gamma - 1}{2}$ ne varie pas avec le temps. Au voisinage de la fréquence limite la pente du spectre tend vers $-\infty$ si l'indice spectral initial est supérieur à 0,5 et vers $+\infty$ s'il est inférieur à 0,5.

Bien entendu, il faudrait tenir compte du fait que chaque électron rayonne sur une bande étendue de fréquences, ce qui adoucit les phénomènes.

Examinons maintenant le rôle des autres causes de perte d'énergie pour les électrons relativistes ; 3 peuvent être citées.

1) — Décompression adiabatique du nuage d'électrons relativistes. Dans ce cas [Shklovsky, 1960*a*], la perte d'énergie d'un électron d'énergie E s'exprime par :

$$\frac{dE}{dr} = \frac{-VE}{r},$$

où r est le rayon du nuage et V la vitesse d'expansion. Cette perte ne fait pas varier la pente du spectre énergétique des électrons, et tout ce qui a été dit plus haut reste qualitativement valable. Quantitativement, il faut tenir compte du fait que l'énergie de tous les électrons décroît au cours du temps, et que $H_\perp$ décroît également comme l'inverse du carré du temps : il en résulte un abaissement de la valeur de E_c et de ν_{lim}

2) — Pertes par bremsstrahlung : d'après Ginzburg (1953) on a :

$$dE/dt = -\ 8{,}0\ 10^{-16}\ NE,$$

où N est le nombre de protons interstellaires par cm^3 et t est exprimé en secondes. Ces pertes ne modifient pas non plus la pente du spectre énergétique, et elles n'ont pour effet que de faire varier E_c donc γ_{lim}.

3) — Pertes par collisions ionisantes : d'après Ginzburg (1953) ces pertes sont données par l'expression :

$$dE/dt = 7{,}62\ 10^{-9}\ (20{,}1 + 3\ \text{Log}_e\ E/E_0)\ N,$$

E étant exprimé en eV, t en secondes et N en cm^3

$$E_0 = 0{,}511\ \text{MeV}.$$

Ces pertes modifient le spectre énergétique des électrons, mais seulement aux basses énergies, dans le sens d'une diminution de γ. Elles ne sont sensibles que pour les énergies inférieures à une certaine énergie E_i qui vaut sensiblement, en fonction de l'âge t de la source :

$$E_i \simeq \frac{\alpha N t}{2} \text{ avec } \alpha = 7{,}69\ 10^{-9}\ (20{,}1 + 3\ \text{Log}_e\ E_i/E_0).$$

La fréquence ν_i correspondante, où se produira un coude dans le spectre radioélectrique, est

$$\nu_i \simeq \mathrm{L H_\perp}\, \alpha^2\, \mathrm{N}^2\, t^2/4,$$

soit numériquement :

$$\nu_i \simeq 9\ 10^{-5}\, \mathrm{H_\perp}\, \mathrm{N}^2\, t^2,$$

en négligeant le terme en $\mathrm{Log}\ E_i/E_0$, ν_i étant exprimé en c/s, $H_\perp$ en gauss, N en cm^{-3} et t en années.

Aux fréquences nettement inférieures à ν_i l'indice spectral est diminué de 0,5.

1) *Cas du halo radioélectrique.*

On peut appliquer cette théorie au cas du halo de Virgo A ; il est peu probable en effet que le halo soit en équilibre dynamique, ce qui demanderait que les électrons qui perdent leur énergie par rayonnement soient constamment remplacés par d'autres provenant du centre ; il serait alors difficile d'expliquer la différence d'indice spectral entre ses parties externes et ses parties centrales. Il est plus probable qu'il a été rempli par un ou plusieurs événements discrets proches dans le temps.

Nous nous servirons, pour calculer l'âge de ces événements, de l'existence dans le spectre du halo d'une fréquence limite située vers 9000 Mc/s au delà de laquelle le rayonnement devient négligeable. Nous avons comparé la forme de ce spectre à celui dont l'expression $J(\nu)$ a été donnée plus haut. Un accord satisfaisant, compte tenu du fait que chaque électron rayonne dans une large bande de fréquence, est obtenu pour γ compris entre 2,6 et 3 et ν_{lim} voisin de 9000 Mc/s.

En supposant le champ magnétique égal à 10^{-5} gauss, valeur semblable à celle dans le halo galactique, on déduit de la relation donnée plus haut :

$$t \simeq 10^7 \text{ ans.}$$

en supposant que le spectre énergétique des électrons à l'instant initial s'étend à l'infini ; s'il ne s'étend que vers 200 GeV (valeur minimale de l'énergie des électrons responsables du jet optique) la valeur de l'énergie critique E_c est inchangée, donc le temps t reste le même.

On peut vérifier, en prenant comme valeur de la densité dans le halo 10^{-2} atomes par cm^3, que les pertes par bremsstrahlung et collisions sont négligeables dans tout le spectre. Enfin il n'y a sans doute pas de décompression adiabatique.

L'augmentation des dimensions du halo avec la fréquence n'est pas en contradiction avec cette théorie : on peut supposer que les électrons d'énergie relativement haute diffusent plus rapidement dans le champ magnétique du halo que ceux de basse énergie, et sont seuls parvenus à l'extérieur du halo.

L'asymétrie du halo radioélectrique est sans doute en relation avec la configuration du champ magnétique dans la galaxie. Remarquons à ce propos que la galaxie optique n'est pas sphérique comme on le dit habituellement : un examen attentif des photographies publiées jusqu'ici nous a convaincu qu'elle est légèrement elliptique, son petit axe se trouvant en gros dans la direction du grand axe du halo radioélectrique : celui-ci serait donc dirigé selon l'axe de rotation de la galaxie. Il est étonnant que le jet, dont l'orientation est très nettement définie, n'occupe pas par rapport à ces axes une position priviligée. La position de l'axe de rotation pourrait être mesurée par l'observation de la vitesse radiale en différents points de la galaxie.

Il est intéressant de comparer, d'après une suggestion de J. F. Denisse, la morphologie de Virgo A à celle de Centaurus A. On sait que cette dernière radiosource, qui est également identifiée à une galaxie presque sphérique, se résoud en deux composantes très étendues situées en gros sur l'axe de rotation, de part et d'autre de la galaxie, et en deux composantes de petit diamètre situées à 7′ de distance, également de part et d'autre de la galaxie ; les axes des deux composantes larges et des deux composantes centrales ne sont pas confondus mais font entre eux un angle d'environ 40°.

On peut se demander si le halo de Virgo A ne constitue pas l'équivalent des deux composantes larges de Centaurus A, cette fois vues presque en enfilade ; ceci expliquerait l'allongement du halo dans la direction de l'axe de rotation de la galaxie optique. De plus, on pourrait donner une explication des variations de ses dimensions avec la fréquence identique à celle que nous examinerons plus loin pour Cygnus A car ces variations sont dans le même sens pour Virgo A et Cygnus A. Les deux composantes du jet radioélectrique de Virgo A correspondraient aux deux sources centrales de Centaurus A, bien qu'elles soient cette fois situées toutes deux du même côté du noyau de la galaxie. La différence entre l'angle de position du jet et celui du halo paraît moins étonnante, puisqu'on en retrouve l'équivalent dans Centaurus A.

2) *Cas du jet radioélectrique.*

L'étude du jet est beaucoup plus difficile car il n'y a aucune raison pour que ses deux composantes

aient le même spectre radioélectrique. Il est naturel de penser qu'ici encore les électrons relativistes ont été éjectés par le noyau de la galaxie ; la composante Est, si on l'assimile au jet optique, correspondrait à une éjection récente et la composante Ouest à une éjection plus ancienne.

Le seul renseignement vraiment intéressant que l'on puisse tirer du spectre radioélectrique de l'ensemble du jet est le fait que l'indice spectral aux basses fréquences est très faible (0,33), et ne peut correspondre à la distribution d'énergie initiale des électrons relativistes : au cas contraire, on aurait $\gamma < 2$ et on devrait observer un relèvement du spectre à une fréquence voisine de la fréquence limite liée à l'âge de l'objet, ce qui ne semble pas être le cas. Les collisions ionisantes ont donc dû avoir un rôle important, ce qui permet de calculer l'âge du jet radioélectrique au moyen d'une formule donnée plus haut ; en prenant $H = 10^{-4}$ gauss et $N = 10^{-1}$ cm^{-3}, on trouve :

$$t = 5\ 10^6 \text{ ans},$$

âge comparable à celui du halo, et que l'on doit considérer comme un minimum.

Si l'on assimile la composante Est au jet optique, elle est forcément beaucoup plus jeune, et l'âge que nous venons de calculer ne s'applique qu'à la composante Ouest.

On peut évaluer l'âge de la composante Est en utilisant le fait que la fréquence limite se trouve dans le domaine optique, vers 6.10^{14} c/s [Bless, 1962] ; étant donné que l'indice entre les domaines optique et radioélectrique est de 0,63, on se trouve bien dans le cas où la pente du spectre tend vers $-\infty$ au voisinage de la fréquence limite.

Si nous prenons $H = 10^{-5}$ gauss, ce qui paraît un minimum, on obtient un âge de 43000 années. Avec $H = 10^{-4}$ gauss, l'âge serait seulement 1400 ans : les dimensions du jet dépassant 4000 années-lumière, on est obligé dans ce cas d'imaginer que les électrons ont été accélérés sur place. En tout cas, il nous semble que l'âge du jet optique, donc éventuellement de la composante radioélectrique Est, est inférieur à 40000 ans.

En résumé, nous aboutissons pour la composante Ouest à un âge de l'ordre de 10^7 années, comparable à celui du halo qui a donc pu provenir d'une même éjection de particules par les régions centrales de la galaxie : les unes sont restées confinées dans une région déterminée, sans doute en raison d'une configuration locale du champ magnétique, et les autres ont diffusé dans l'ensemble de la galaxie. La composante Est, si on l'identifie au jet optique, a forcément un âge beaucoup moins élevé, inférieur à 40000 ans ; notons que cette éjection a été moins importante que celle qui s'est produite il y a 10^7 années.

Cette théorie reste cependant bien incertaine : on peut souhaiter dans l'avenir, pour résoudre les nombreux problèmes posés par l'existence du jet, qu'il soit l'objet d'une étude interférométrique très détaillée, sur au moins 2 fréquences bien distinctes : il serait en particulier fondamental d'obtenir le spectre de chacune des composantes du jet.

II — Cygnus A.

A) *Distribution de brillance.*

La courbe de visibilité de Cygnus A était connue sur différentes fréquences jusqu'à une résolution de 2 à 3000 λ en base EW. Nos mesures ont permis de pousser la résolution jusqu'à 7000 λ, ce qui a apporté des résultats nouveaux ; les observations ont été interprétées en collaboration avec J. Heidmann [18]. La figure 22 représente la courbe de visibilité de Cygnus A en base Est-Ouest.

La distribution de brillance Est-Ouest obtenue par restitution numérique est portée figure 23. En omettant les oscillations dues au phénomène de Gibbs, on observe deux composantes dont les centres de gravité sont distants de 100″, de largeur environ 25″ à demi puissance et d'intensités relatives 0,55 et 0,45. Ces deux composantes ont vers l'extérieur un front plus raide que vers l'intérieur. D'autre part, elles semblent réunies par un pont d'émission, ou noyées dans un « halo » commun.

La solution de la restitution numérique pouvant n'être pas unique, il est intéressant de retrouver directement ces caractéristiques sur la courbe de visibilité.

a) l'existence de fronts extérieurs plus raides que les flancs intérieurs se déduit directement de la décroissance de la pseudo-période de la courbe de visibilité quand l'espacement entre antennes croît. La distance angulaire apparente des composantes déduite de la position des minima croît de 90″ à 108″ au fur et à mesure que la fréquence spatiale croît de 1000 à 7000 λ.

b) L'extrapolation à l'origine des maxima successifs donne une amplitude nettement inférieure à l'amplitude réelle pour la fréquence spatiale nulle (courbe en trait interrompu de la fig. 22). Ceci indique l'existence d'une plage d'émission étendue superposée aux deux composantes principales.

La restitution numérique semble donc donner une

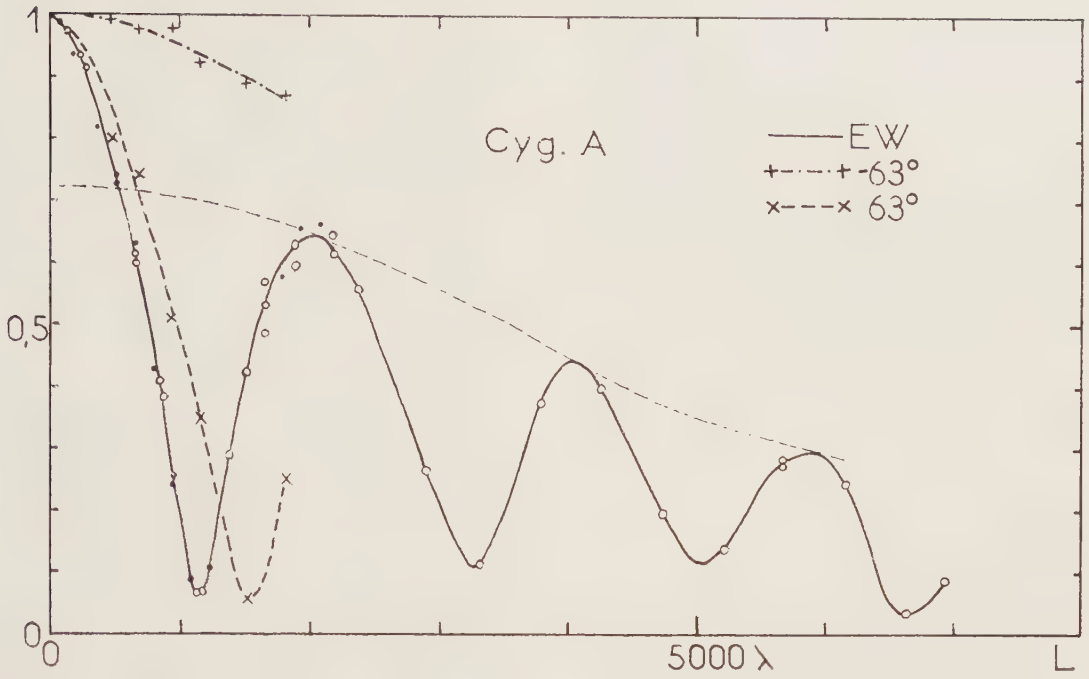

FIG. 22. — Courbe de visibilité de Cygnus A en base EW et selon des angles de position des franges égaux à + 63° et — 63°.

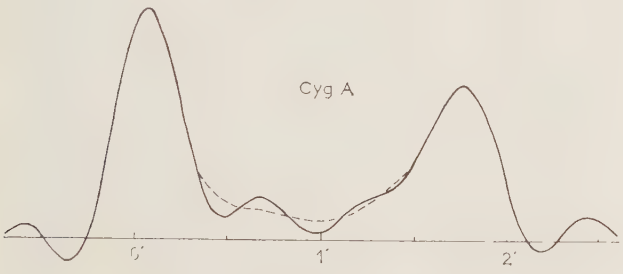

FIG. 23. — Profil EW de Cygnus A.

image correcte de la distribution de brillance EW sur la radiosource.

Des mesures en base oblique complètent les mesures en base EW. Elles ont été obtenues avec des franges faisant un angle de position égal à 63° et —63°. Les courbes de visibilité correspondantes, obtenues jusqu'à la résolution de 1820 λ, sont indiquées sur la figure 22. On en déduit l'angle de position du grand axe de la radiosource, soit 110° ± 1°. D'autre part, la courbe de visibilité obtenue avec un angle de position des franges —63° (ou 117°) voisin de la direction du grand axe de la radiosource, permet de voir que la largeur des sources perpendiculairement au grand axe n'est que de l'ordre de 18″, au lieu de 25″ le long du grand axe : un tel allongement le long du grand axe ne semble pas exceptionnel parmi les sources doubles [31]. D'autre part, il n'y a, sur cette courbe de visibilité, aucune trace de structure de grandes dimensions : il n'y a donc pas de halo général autour des deux composantes, mais celles-ci sont reliées par un pont émissif.

En résumé, la structure à deux dimensions de Cygnus A telle que l'on peut la déduire de nos mesures est schématisée figure 24, où nous avons également indiqué à la même échelle la galaxie double optique et les limites du halo qui l'entoure. Cette interprétation est très discutable et n'est donnée qu'à titre indicatif ; il ne faut en aucun cas y voir une carte d'isophotes, celle-ci exigeant une synthèse totale d'ouverture que nous ne pouvons réaliser. La température de brillance moyenne des composantes est de l'ordre de 1,5 10^6 °K à 21 cm.

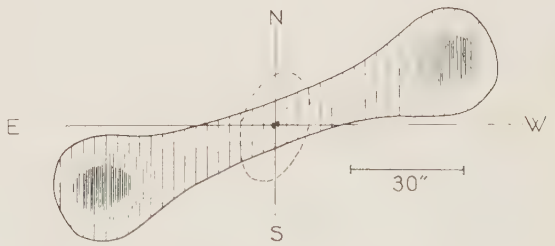

FIG. 24. — Schéma de la structure de Cygnus A. Au centre, l'aspect optique.

B) *Variations de Cygnus A avec la fréquence.*

JENNISON et LATHAM (1959) ont déjà remarqué les variations avec la fréquence de la séparation entre les deux composantes de Cygnus A. Nos observations confirment ce phénomène et permet-

tent de le préciser. La figure 25 indique la courbe de visibilité en base EW jusqu'à 3000 λ, obtenue par nous sur 1420 Mc/s et en bon accord avec celle de Twiss, Carter et Little (1960) sur la même fréquence et les courbes analogues établies sur 127 et 3000 Mc/s par Jennison, Latham (1959) et Rowson (1959). Sur ces dernières courbes les points expérimentaux n'ont pas été portés ; les erreurs sont plus élevées que dans nos mesures.

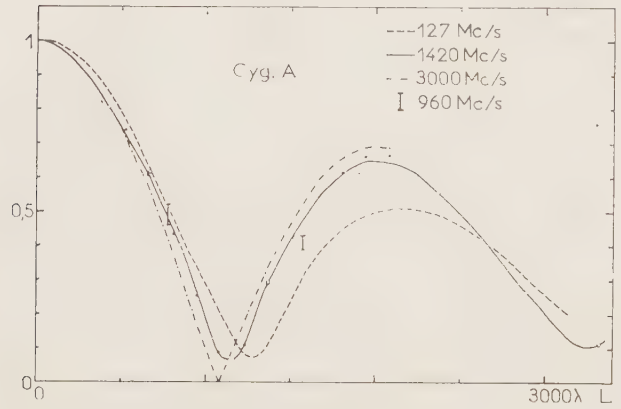

Fig. 25. — Courbe de visibilité de Cygnus A sur différentes fréquences.

Les variations avec la fréquence de la courbe de visibilité sont un phénomène frappant. Elles se traduisent de deux façons.

a) l'espacement pour le premier minimum décroît quand la fréquence augmente, ce qui correspond à une augmentation avec la fréquence de la distance entre les centres de gravité des deux *moitiés* de Cygnus A (qui est inférieure à la distance entre les centres de gravité des deux composantes, en raison du pont qui les relie : cette dernière distance ne peut d'ailleurs être définie qu'à partir des mesures à haute résolution, comme on le voit d'après ce qui a été dit précédemment) ; on trouve à partir de l'abscisse du 1er minimum 80″,5 sur 127 Mc/s, 90″,5 sur 1420 Mc/s et 95″,5 sur 3000 Mc/s, en projection sur la base EW.

b) l'amplitude du 2e maximum croît avec la fréquence, ce qui correspond à une diminution du diamètre des composantes quand la fréquence augmente.

Ces phénomènes s'interprètent comme suit : l'émission des parties centrales de la radiosource (bord interne des composantes et pont qui les relie) est d'autant plus faible par rapport au reste que la fréquence est plus élevée. Il est impossible de dire si le front externe des composantes est plus ou moins raide selon la fréquence, car les mesures à 127 Mc/s et 3000 Mc/s n'atteignent pas une résolution suffisante ; pour la même raison, il est impossible de donner aux résultats qui viennent d'être exposés une forme quantitative.

L'amplitude des franges au 1er minimum de la courbe de visibilité est sensiblement la même sur 127 et 1420 Mc/s, ce qui indique que le rapport des intensités des deux composantes est sensiblement constant.

Enfin, la mesure de l'angle de position de la radiosource donne 97° sur 127 Mc/s et 109 ou 110° sur les autres fréquences : il ne semble pas que la différence soit significative.

C) *Remarques théoriques sur Cygnus A.*

L'aspect très particulier de Cygnus A, ses variations avec la fréquence, enfin son spectre qui présente une nette courbure vers le bas aux environs de 4000 Mc/s [Barrett, 1961] sont autant de caractères remarquables que la théorie doit expliquer. A notre avis, il reste encore trop de points obscurs pour qu'une théorie inattaquable soit échafaudée : nous nous bornerons à quelques remarques et suggestions.

L'existence de deux composantes est un fait très commun parmi les radiosources extragalactiques : Shklovsky (1960 *b*) a imaginé que cette structure correspondrait à l'éjection par une galaxie (identifiée sans ambiguïté dans le cas de Cygnus A et dans quelques autres cas seulement) de deux nuages de gaz contenant un champ magnétique et des particules relativistes. L'éjection, dont l'origine est encore inconnue (supernovae, effets magnétohydrodynamiques à grande échelle ?), se ferait dans deux directions préférentielles opposées, délimitées sans doute par la structure du champ magnétique dans la galaxie et dans le milieu intergalactique. Shklovsky applique aux nuages éjectés la théorie de la décompression adiabatique qu'il a développée avec succès dans le cas des radiosources galactiques non thermiques.

Néanmoins, les propriétés de Cygnus A ne nous semblent pas venir à l'appui de cette hypothèse : pour rendre compte des variations de la forme avec la fréquence, il faudrait admettre l'existence de pertes notables par rayonnement dans les régions centrales seulement, ou par collisions ionisantes dans les régions externes seulement, ce qui paraît assez arbitraire.

Nous avons plutôt l'impression qu'il se développe à l'avant des deux nuages ionisés éjectés dans le milieu intergalactique, une onde de choc magnétohydrodynamique, dont la vitesse est un peu supérieure à celle du nuage : c'est un processus calqué sur celui étudié par D. Mac Lean (1959)

pour expliquer les sursauts solaires de type II et IV. Des électrons intergalactiques seraient accélérés au niveau de l'onde de choc et diffuseraient assez lentement vers l'intérieur du nuage, où ils produiraient le rayonnement synchrotron de la radiosource en présence d'un champ magnétique.

L'accélération de particules chargées dans une onde de choc a été étudiée par divers auteurs, notamment E. Schatzman (1962). Ce dernier montre que l'accélération ne peut être efficace que si la particule reste un temps suffisamment long au voisinage du front d'onde, ce qui exige la présence d'hétérogénéités du champ magnétique. Cette théorie peut être appliquée aux radiosources de différentes manières : les électrons peuvent être accélérés directement, ou bien on peut envisager l'accélération de protons qui produiraient ensuite des électrons relativistes par collision avec les noyaux du gaz ambiant. La forme du spectre énergétique des électrons varie selon qu'ils sont accélérés directement ou que ce sont des particules secondaires, et dépend également des causes de perte d'énergie pendant l'accélération.

Nous déterminerons ici la forme des composantes de Cygnus A, en nous limitant au problème à 1 dimension. Nous supposerons que l'onde de choc laisse continuellement derrière elle un flux constant d'électrons dont le spectre énergétique est infini et a la forme $dN(E) = kE^{-\gamma}\,dE$. Ces électrons diffusent lentement dans le nuage qui suit l'onde de choc avec la vitesse relative v. Nous faisons en outre les hypothèses suivantes :

a) la vitesse de diffusion des électrons est en gros proportionnelle au rayon de giration, soit $v = dz/dt = aE'/H_\perp$ si E′ est l'énergie et a une constante ; $H_\perp$ est la composante normale du champ magnétique et z l'abscisse comptée à partir de l'onde de choc.

b) les électrons ne perdent leur énergie que par rayonnement.

c) le champ magnétique est constant et uniforme en moyenne.

Cherchons la forme des composantes à la fréquence ν, qui correspond pour les particules à l'énergie E′ liée à ν par la relation $\nu = LH_\perp E'^2$. Ces électrons d'énergie E′ ont eu pour énergie initiale E et ont perdu l'énergie E — E′ dans le trajet z. Les pertes d'énergie par rayonnement synchrotron sont exprimées par :

$$dE'/dt = v(dE'/dz) = -AH^2_\perp E'^2,$$

avec les notations du chapitre précédent. Par intégration, on obtient :

$$z = \frac{a}{AH_\perp{}^3}\,\mathrm{Log}\,\frac{E}{E'} = \frac{a}{AH_\perp{}^3}\,\mathrm{Log}\,(1 - AH_\perp{}^2\,E'\,t)^{-1},$$

t étant l'âge de l'électron.

A la distance z du front, les électrons d'énergie E′ sont ceux dont l'énergie initiale valait $E = E' \exp(AH_\perp^3\,z/a)$. Le nombre d'électrons à l'abscisse z dont l'énergie est comprise entre E′ et E′ + 1 est donc, le spectre initial étant en $E^{-\gamma}$, proportionnel à :

$$E^{-\gamma}\,dE/dE' = \left(\frac{E'}{1 - AH_\perp{}^2\,z/a}\right)^{-\gamma} \exp(AH_\perp{}^3\,z/a),$$

or

$$1 - AH_\perp{}^2\,E't = \exp(-AH_\perp^3\,z/a).$$

Le nombre d'électrons d'énergie comprise entre E′ et E′ + 1 est donc proportionnel à :

$$\exp[-(\gamma - 1)\,AH_\perp{}^3\,z/a].$$

L'énergie émise à la fréquence ν est elle aussi proportionnelle à cette quantité qui exprime la forme de la source. Comme γ—1 est positif dans notre cas, la forme de la source est exponentielle décroissante, ce qui est assez conforme à la réalité (fig. 26). D'autre part, on rend compte des variations de forme de la radiosource avec la fréquence en remarquant que les électrons qui s'accumulent dans la partie centrale (la partie interne des composantes et le pont) ont des énergies relativement basses et rayonnent donc surtout aux basses fréquences : on s'explique ainsi la prédominance de ces parties sur basse fréquence.

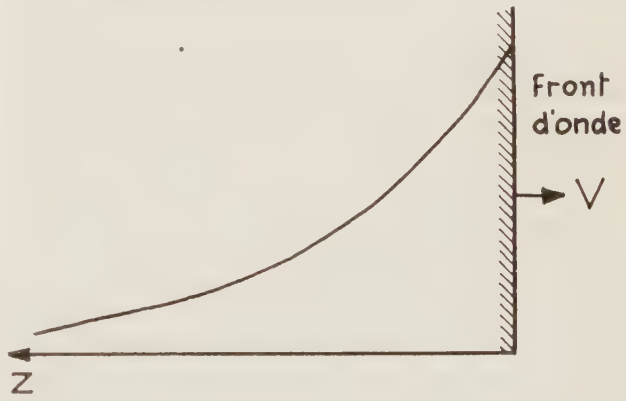

Fig. 26. — Forme théorique d'une composante de Cygnus A.

Une onde de choc ne peut accélérer efficacement des particules chargées que si sa propagation est sensiblement transversale par rapport au champ magnétique. Ainsi, même si l'onde de choc a été

émise de façon isotrope par la galaxie associée à la radiosource, l'accélération des électrons, donc l'émission radioélectrique ne peut avoir lieu qu'en des endroits où le champ magnétique est en gros normal à la direction de propagation de l'onde : on pourrait peut-être expliquer ainsi la structure double de Cygnus A et de la plupart des autres radiosources extragalactiques, en fonction du champ magnétique intergalactique.

D'autre part, on peut s'attendre pour la même raison à observer dans le rayonnement de ces sources une polarisation linéaire dont le vecteur champ électrique serait dirigé normalement à la direction du champ magnétique, c'est-à-dire parallèlement au grand axe de la radiosource. Effectivement, Mayer, Mc Cullough et Sloanaker (1962) ont observé dans Cygnus A une polarisation linéaire dirigée selon l'angle de position 145° ± 5° et dont le taux atteint 8 ± 1 %. La différence d'environ 35° entre la direction de la polarisation et celle du grand axe peut s'expliquer par la rotation Faraday galactique ou extragalactique. Le fait que le taux de polarisation décroisse très vite avec la fréquence pour devenir inférieur à 1 % au-dessous de 3000 Mc/s est peut-être dû à une propriété de la radiosource, et non à la dépolarisation par effet Faraday : en effet, l'émission sur 3 cm ne provient sans doute que du voisinage immédiat de l'onde de choc, tandis qu'aux longueurs d'onde plus grandes elle se produit dans un volume plus vaste, où le champ magnétique peut n'avoir pas une orientation préférentielle aussi marquée.

Bien entendu, l'interprétation théorique de Cygnus A que nous venons d'esquisser est très discutable, et il nous semble prématuré de la soumettre au calcul. Bien d'autres points sont d'ailleurs à élucider : par exemple, nous ne savons quelle interprétation donner à la courbure vers le bas du spectre de Cygnus A vers 4000 Mc/s, car le choix entre les différentes possibilités en présence dépend de la théorie que l'on adopte pour Cygnus A. Un autre point qu'il serait intéressant d'étudier est l'allongement des composantes de Cygnus A le long du grand axe de la source. Si l'on rencontre un tel allongement dans quelques cas analogues, les mesures de Caltech montrent qu'il en existe d'autres où les composantes sont sensiblement circulaires. La forme des composantes varierait donc selon la direction d'où elles sont vues ; des cartes d'isophotes à très haute résolution et des mesures de polarisation du rayonnement permettraient d'étudier ce problème et d'établir les bases indispensables à une théorie plus sûre de Cygnus A.

III — RADIOSOURCES EXTRAGALACTIQUES DOUBLES.

Nous étudierons d'abord deux sources doubles assez intenses sur lesquelles nous avons obtenu des résultats détaillés : ce sont Hercules A, dont nous avons découvert la structure double [18] et 3C353.

A) — *Hercules A.*

La courbe de visibilité de cette radiosource en base EW (fig. 27) est typique d'un objet double. Nous avons effectué à partir de la courbe de visibilité la restitution numérique de la distribution de brillance : elle fournit le même résultat que celui qu'on obtient plus rapidement en supposant que cette distribution consiste en deux courbes de Gauss de même largeur et d'intensité différente [18]. Les calculs simples relatifs à un tel modèle sont exposés dans une autre publication [26] ; ils donnent les résultats suivants :

diamètre EW des composantes, à demi-intensité : 47″ ;
séparation EW : 109″ ;
rapport des flux des composantes : 1,3.

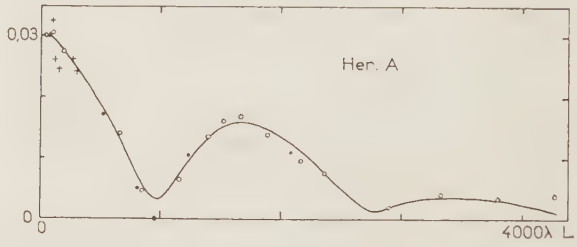

Fig. 27. — Courbe de visibilité d'Hercules A.

La courbe de visibilité calculée à partir de ces paramètres est tracée figure 27 : on voit que l'accord avec les points expérimentaux est suffisant. D'autre part, deux séries de mesures en base oblique ont été effectuées sur cette radiosource, les franges étant orientées selon les angles de position 38° et 142° ; l'angle de position du grand axe de la radiosource a été trouvé égal à 98°, avec une erreur, difficile à estimer, de ± 3 à 5°.

Ces résultats sont en excellente accord avec les mesures effectuées par Williams, Dewhirst et Leslie (1961) et à Caltech : ces dernières observations indiquent que la composante la plus intense est à l'Est, et que les composantes sont sensiblement circulaires.

La température de brillance moyenne d'Hercules A est beaucoup moins élevée que celle de

Cygnus A : 9000 °K au lieu de 1,5 10^6 °K, sur 21 cm. Pour l'ensemble des radiosources étudiées à Jodrell Bank, la température de brillance moyenne à 1,9 m est d'environ 10^7 °K [46] ; à 21 cm, en supposant un indice spectral moyen de 0,8, elle vaut 2 10^4 °K ; la température de brillance observée pour Hercules A est donc voisine de ce chiffre. D'autre part, les observations de Caltech ont établi que le rapport des flux des composantes des radiosources doubles est généralement peu différent de 1, et que le rapport de leur espacement à leur diamètre est de l'ordre de 3, en moyenne. Ici encore, les chiffres observés pour Hercules A diffèrent peu de ces quantités : sous ce rapport, comme sous celui des températures de brillance, Hercules A peut être considéré comme une radiosource double typique.

B) — 3 C 353.

3C 353, dont la courbe de visibilité en base EW est représentée figure 28, est un autre exemple de radiosource double. Elle s'interprète suffisamment bien comme formée de deux distributions gausiennes, de demi-largeur 74″, distantes de 136 ″ dans le sens EW et dont le rapport des intensités est 2; la courbe de la figure 39 est celle qui a été calculée d'après ce modèle. L'accord avec les observations de Maltby et Moffet (1961) à Caltech est excellent; malheureusement, ni ces auteurs ni nous-mêmes n'avons effectué de mesures en base oblique ou Nord-Sud sur 3C 353, dont l'angle de position reste inconnu. En supposant les composantes de cette source circulaires, on trouve que leur température de brillance moyenne est 4300 ° K sur 21 cm.

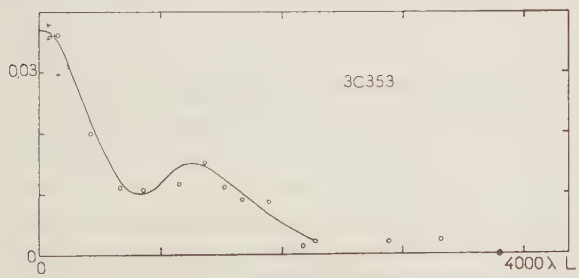

Fig. 28. — Courbe de visibilité de 3C353.

C) — Nous avons obtenu sur plusieurs autres radiosources doubles des résultats moins détaillés, qui sont résumés Tableau III. Nous donnons ici quelques explications complémentaires.

3C 33. — Malgré la faible intensité de cette source, la courbe de visibilité en base EW donne une indication nette d'une structure double (fig 29). La séparation EW entre composantes est d'environ 69″, et leur diamètre est certainement inférieur à 20″. Les flux des deux composantes sont peu différents, leur rapport ne pouvant dépasser 2.

Il est intéressant de comparer ce résultat à celui de Caltech, qui décrit 3C 33 comme une source double presque NS, dont la séparation est 3′,8 ± 0′,6 dans l'angle de position 20° ± 8°. Le rapport des intensités des deux composantes est 2,5 ± 0,7. Les deux mesures sont donc en accord, et leur comparaison permet de préciser la valeur de l'angle de position du grand axe de la radiosource, soit 18° ± 3°.

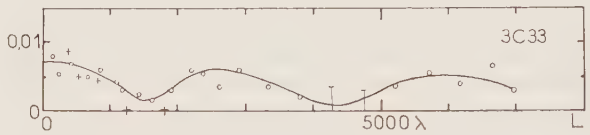

Fig. 29. — Courbe de visibilité de 3C33.

La petitesse du diamètre des composantes en base EW est surprenante : si elles sont circulaires, le rapport de leur diamètre à leur séparation est plus grand que 11, ce qui est très supérieur à la moyenne. Mais il se peut que les composantes soient allongées le long du grand axe, comme cela semble se produire fréquemment. La température de brillance moyenne des composantes serait supérieure à 12000 °K sur 21 cm, si on les suppose circulaires.

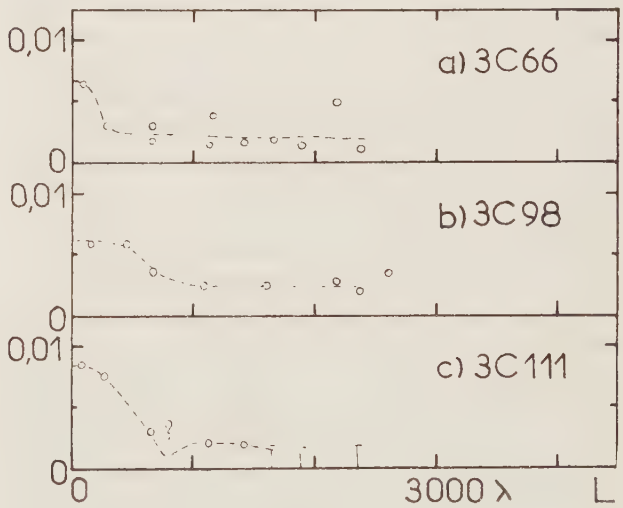

Fig. 30. — Courbes de visibilité de 3C66, 3C98 et 3C111.

3C 66, 3C 98, 3C 111. — Les mesures effectuées en base EW (fig. 30 *a*, *b* et *c* respectivement) sont peu précises à cause de la faiblesse de ces objets, mais en bon accord avec les résultats obtenus à Caltech, qui indiquent ces 3 radiosources comme

doubles. Pour 3C 66 comme pour 3C 98, la courbe de visibilité indique l'existence d'une structure large et d'une structure étroite.

3C 123 (04N3A). — La courbe de visibilité en base EW (fig. 31) montre que l'espacement maximal de 7000 λ ne permet pas encore de résoudre cette radiosource intense. Cependant, si l'on adjoint à nos mesures le point obtenu à Jodrell Bank sur 1,9 m avec une résolution de 9400 λ [Palmer (1961)], qui indique une amplitude relative des franges égale à 0,3, il apparaît que cette source est probablement double avec un espacement EW de 12″,5. La variation possible de la radiosource avec la fréquence ne doit pas affecter ce résultat de manière considérable, si elle n'est pas plus grande que pour Cygnus A.

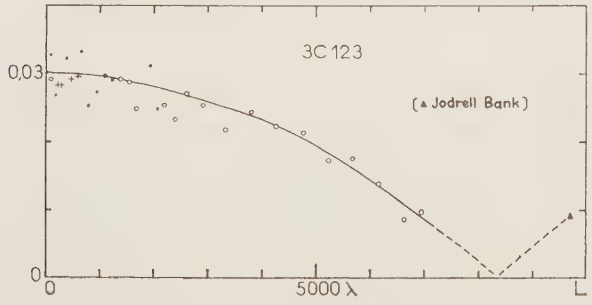

Fig. 31. — Courbe de visibilité de 3C123.

La mesure de Jodrell Bank à 32000 λ, qui correspond en gros au 3e maximum de la courbe de visibilité, indique une amplitude relative de 0,08, ce qui permet d'estimer très grossièrement le diamètre à demi-intensité des composantes à 5 ou 6″, dans le sens EW A 62000 λ, l'amplitude relative est encore 0,08, ce qui indique l'existence d'une structure importante de très petit diamètre.

Nous avons effectué quelques mesures en base NS sur cette radiosource jusqu'à la résolution de 1800 λ, l'angle de position des franges étant +51° ou — 51° : dans les deux cas, le diamètre de la source semble du même ordre que le diamètre EW peut-être légèrement supérieur, mais la précision des mesures et la résolution sont insuffisantes pour donner aucun résultat concluant.

Si l'on suppose les composantes de 3C 123 circulaires, leur température de brillance sur 21 cm est 600000 °K, 2,5 fois moins seulement que celle de Cygnus A. On peut penser que ces deux radiosources appartiennent à la même classe : malheureusement, on ne peut voir si les galaxies associées se ressemblent, car l'identification de 3C 123, qui doit être 5 à 10 fois plus éloigné que Cygnus A, est pratiquement impossible en raison de l'absorption galactique qui est très forte dans cette région.

3C 134 — D'après Caltech, cette radiosource est formée de deux composantes égales séparées de 2′,0 ± 0′,2 dans l'angle de position de 175° ± 5°. Cette structure double ne doit pas apparaître en base EW : nous avons seulement cherché à estimer par la méthode des moindres carrés le diamètre EW de cette radiosource, égal à 39″ ± 14″. Les points expérimentaux, en base EW, sont indiqués figure 32.

Fig. 32. — Courbe de visibilité de 3C134.

Les observations de Caltech indiquent que les composantes sont allongées le long du grand axe, leurs dimensions étant 1′ × 0′,5. Notre mesure confirme ce dernier chiffre. Néanmoins, l'existence dans 3C 134 d'une structure de petit diamètre, dont le flux pourrait atteindre ou dépasser 30 % du flux total, ressort du fait que plusieurs mesures aux espacements supérieurs à 3000 λ donnent des visibilités significativement différentes de 0. D'autre part, l'amplitude relative mesurée à Jodrell Bank à 9400 λ est 0,4. L'existence dans les composantes des sources doubles de structures importantes de faible diamètre est, d'après H. P. Palmer (1961) un fait assez courant.

3C 273 — Nous nous trouvons ici devant un cas très analogue à celui de 3C 123. La source n'est pas résolue par nos observations en base EW (fig. 33), mais la mesure de Jodrell Bank à 9400 λ indique de façon certaine que cette source est double, l'amplitude relative mesurée étant 0,5 à cet espacement. La distance EW entre composantes est 14″ ; le rapport des flux des composantes est certainement inférieur à 1,5. Il apparaît que le diamètre des composantes est très petit : en effet, l'amplitude relative des franges mesurée à Jodrell Bank à 32000 λ est encore 0,3 ; cet espacement correspond sensiblement au 3e maximum de la courbe de visibilité. Cette mesure et celle à 9400 λ permettent d'estimer à 4″ le diamètre EW à demi-puissance des composantes.

La courbe de visibilité de 3C 273, reproduite figure 33, suggère la présence d'une structure à grande échelle (halo ou pont ?) : si son existence est réelle, il faut admettre que les dimensions des composantes sont encore inférieures à 4″. Le rapport de l'espacement entre les composantes à leur diamètre est donc supérieur à 3,5. Leur

température de brillance moyenne à 21 cm est de l'ordre de 10^6 °K si on suppose les composantes circulaires et de diamètre égal 4″, et encore plus si elles sont plus petites. 3C 273 est donc très comparables à Cygnus A, mieux encore que 3C 123. Cependant, il faut noter que son indice spectral est très faible : 0,44 contre 0,78 pour Cygnus A.

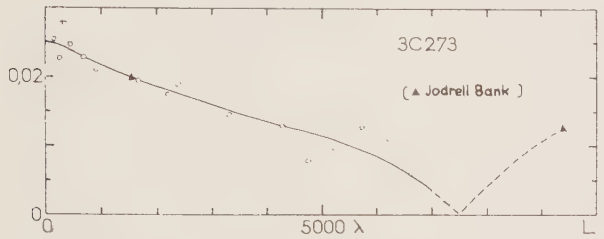

Fig. 33. — Courbe de visibilité de 3C273.

On peut donc s'attendre à identifier 3C 273 à une galaxie semblable à celle qui est associée à Cygnus A, mais 6 fois plus éloignée, les dimensions de 3C 273 étant 6 fois moindres et son flux 40 fois plus faible : sa magnitude serait donc de l'ordre de + 19,5.

3C 444 — La courbe de visibilité en base EW (fig. 34), indique une source probablement double avec une séparation EW de 24″ environ ; le diamètre des composantes, très difficile à estimer, est sans doute de l'ordre de 15″. La comparaison de ces mesures avec celles de Caltech, qui indiquent une source allongée avec un diamètre EW de 0′,6 ± 0′,3 et NS de 2′,0 ± 0′,5, permet de préciser l'angle de position de la radiosource, soit 12° ± 5° ou 78° ± 5°. Il semble, d'après les mesures effectuées à Caltech avec d'autres angles de position des franges, que la 2e détermination soit correcte. Si les composantes sont circulaires, le rapport de leur distance à leur diamètre est de l'ordre de 8 ; on peut estimer leur température de brillance à 20000 °K sur 21 cm.

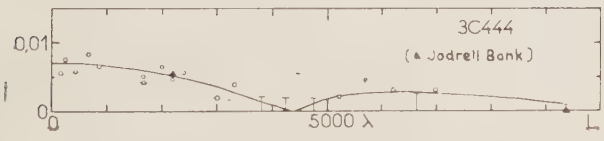

Fig. 34. — Courbe de visibilité de 3C444.

Conclusion

Les radiosources extragalactiques doubles que nous avons étudiées forment un échantillonnage très varié, dont les températures de brillance sur 21 cm s'échelonnent de quelques milliers de degrés à 1,5 10^6 °K (cf. plus loin le tableau 4). Deux de ces radiosources sont assez comparables à Cygnus A. mais sont plus éloignées. Il faut y ajouter 3C 295, que nos antennes ne permettent pas de résoudre, mais où de récentes mesures de Jodrell Bank indiquent une structure double. Nous avons tenté d'établir, dans les cas rares où l'on peut estimer la distance de la radiosource grâce à son identification optique, une corrélation entre la température de brillance superficielle moyenne et le rayon linéaire r des composantes : d'après Shklovsky (1960 *b*), en effet, la température de brillance devrait être proportionnelle à $r^{-(4\alpha+2)}$ où α est l'indice spectral de la source, si l'on admet que les radiosources doubles représentent des étapes différentes dans une évolution identique par décompression adiabatique. Aucune corrélation de ce type ne se dégage et il faut, soit renoncer à l'hypothèse de Shklovsky, soit admettre que les conditions initiales ont été très différentes selon la source.

IV. — Autres radiosources extragalactiques.

La plupart des radiosources extragalactiques pour lesquelles nous ne possédons pas d'évidence d'une structure double ne sont pas résolues, même à l'espacement maximal de 7000 λ. Dans ce cas, le flux et le diamètre apparent ont été estimés en analysant par la méthode des moindres carrés les points expérimentaux, affectés de poids qui correspondent aux conditions des observations. On a assimilé la courbe de visibilité à une parabole de forme $y = a - bL^2$, où y est l'amplitude des franges et L l'espacement entre antennes, en longueurs d'onde, a et b étant déterminés par l'analyse statistique : cette approximation est parfaitement justifiée dans le cas des faibles diamètres [3]. Le coefficient a donne le flux de la source, et le diamètre en radians a été pris égal à $0{,}55\,\frac{\sqrt{2b}}{a}$. Les sources qui ont été étudiées ainsi sont 3C 48, 147, 161, 196, 286, 295, 380, 409 et 433. Les résultats qui les concernent sont indiqués Tableau III, où nous donnons les erreurs probables sur le flux et sur le diamètre (exprimé par la formule ci-dessus) ; les points expérimentaux, tous en base EW, sont portés figure 35 *a* à 35 *i*.

L'étude statistique de la dispersion des mesures sur ces 9 radiosources nous a permis d'estimer la sensibilité de l'interféromètre ; le résultat et la discussion sont donnés dans un autre article [26].

Les résultats que nous avons obtenus sur ces radiosources sont en excellent accord avec ceux de

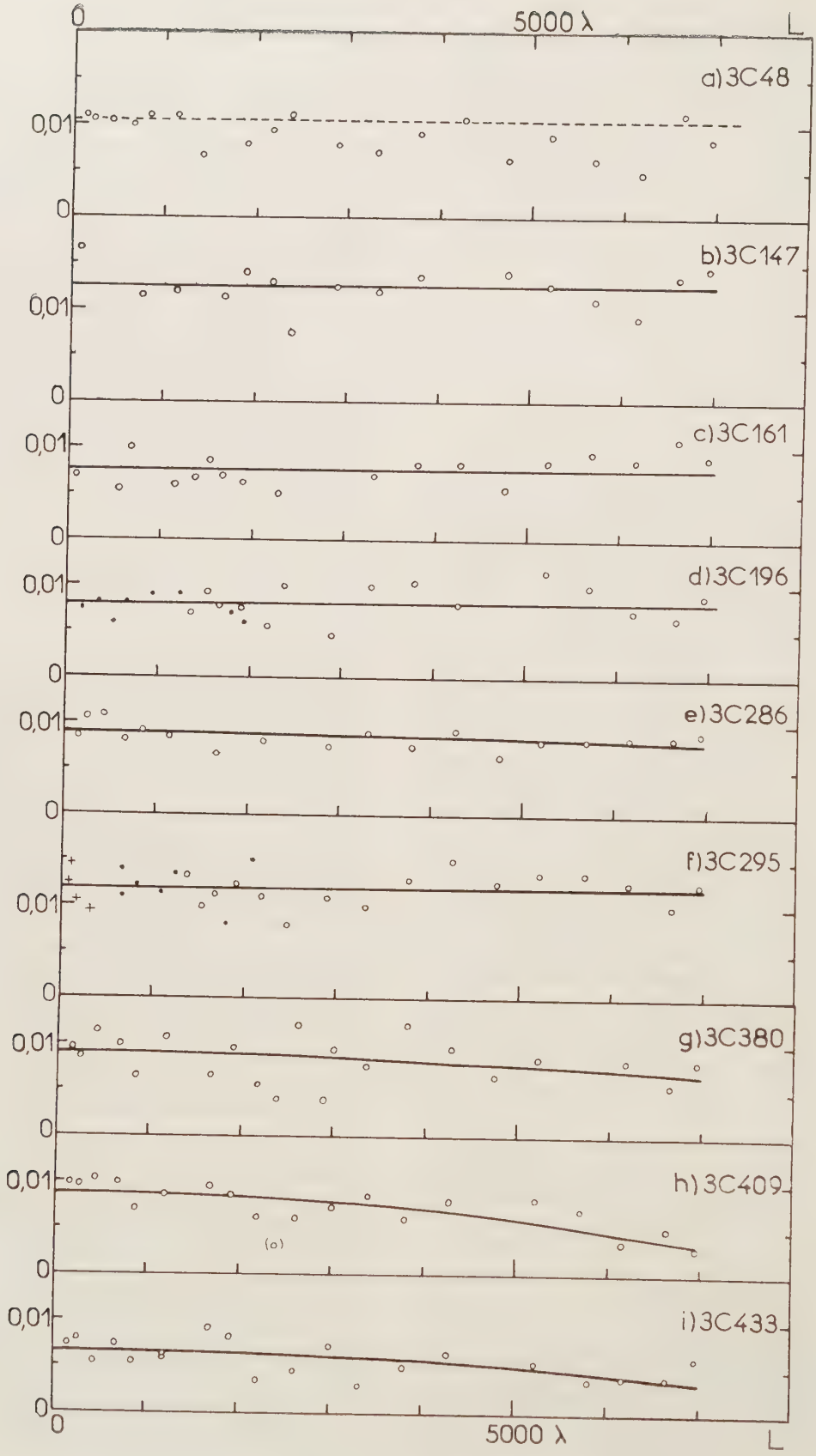

FIG. 35. — Courbes de visibilité de 9 radiosources extragalactiques étroites.

Jodrell Bank, sauf pour 3C 48 et 3C 161. 3C 48 est une source de très faible diamètre apparent, inférieur à 1″ d'après les mesures effectuées à Jodrell Bank : elle semble de nature stellaire [56], mais il nous a paru logique de l'étudier avec les sources extragalactiques, à cause de la petitesse de son diamètre apparent : les amplitudes des franges mesurées par nous aux différentes distances (fig. 35 *a*) laisserait penser cependant que le diamètre apparent est notable ; un calcul par moindres carrés montre que la probabilité pour que le diamètre soit nul est 15 % seulement. Nous nous expliquons mal pourquoi les amplitudes que nous mesurons sont systématiquement plus faibles aux grands espacements, alors que ce phénomène n'apparaît pas sur les autres radiosources de très faible diamètre comme 3C 147 ou 295 (fig. 35 *b* et *f*). Peut-être faut-il incriminer un phénomène de scintillation qui ne serait sensible que sur 3C 48, dont le diamètre est le plus petit connu.

Dans le cas de 3C 161, les mesures de Jodrell Bank indiquent une visibilité relative de 0,4 pour l'espacement 2200 λ et 0,5 à 9700 λ : il y a incompatibilité manifeste avec nos mesures et même celles, plus précises de Caltech jusqu'à 1600 λ, qui n'indiquent aucune diminution mesurable de l'amplitude des franges, quel que soit l'espacement. Nous ne pouvons donner d'explication à ceci.

En dehors de ces sources où nous ne pouvons détecter aucune structure, nous avons étudié l'amas de Persée, Hydra A et l'amas de Coma pour lesquels nous avons obtenu des résultats intéressants que nous allons exposer.

Amas de Persée (région de NGC 1275).

La structure complexe de cette région a été mise en évidence par plusieurs auteurs. Le groupe de Cambridge [Leslie, Elsmore, 1961] observe sur 178 et 408 Mc/s 3 sources distinctes, à savoir :

Source	Ascension droite (1950, 0)	Déclinaison (1950, 0)	Flux/flux NGC 1275	Diamètre
a	03 h 14 m 54,2 s ± 1,5 s	+ 41°44′ ± 1′5	0,38 ± 0,09	2′0
b	03 h 15 m 54,0 s ± 20,0 s	+ 41°00′ ± 30′0	1 ± 0,2	26′
c(NGC 1275)	03 h 16 m 28,6 s ± 1,5 s	+ 41°20′4 ± 1′5	1(41 10^{-26} MKSA)	1′0
NGC 1275 optique	03 h 16 m 29,7 s	+ 41°19′7		~ 1′

Lynds et Sobieski (1961) à Green Bank, observent à 3000 Mc/s les sources *a* et *c* avec les positions et les flux suivants :

Source	Ascension droite (1950, 0)	Déclinaison (1950, 0)	Flux/flux NGC 1275
a(NGC 1265 ?)	03 h 14 m 53 s ± 5 s	+ 41°42′8 ± 2′	0,45 ± 0,07
c(NGC 1275)	03 h 16 m 25,7 s ± 4 s	+ 41°18′1 ± 1′	1(8,4 10^{-26} MKSA)

La source *b* n'apparaît pas dans ces mesures, sans doute parce que sa température de brillance est trop faible, en raison de son grand diamètre, pour qu'elle soit aisément mesurable.

Nos observations interférométriques mettent en évidence la complexité de cette région, et il nous paraît intéressant d'en exposer le résultat de façon détaillée, en raison de l'importance que présente l'étude de l'amas de Persée. La première partie de la courbe de visibilité en base EW, obtenue avec des antennes pointant NGC 1275, est indiqué figure 36 ; on y voit des oscillations qui correspondent à la présence des sources étroites *a* et *c*, tandis que l'existence de la source large *b* est attestée par les mesures aux très faibles espacements. Les chiffres placés en haut de la figure 36 indiquent pour chaque mesure le nombre de franges sur lesquelles a porté l'intégration. Nous devons remarquer que la fréquence de l'oscillateur que nous avons utilisé pour piloter l'intégration synchrone des franges (voir la référence [26]), fréquence qui est proportionnelle au cosinus de la déclinaison de la source étudiée, a toujours été ajustée en prenant pour δ la valeur de la déclinaison de la source *c*, c'est-à-dire de NGC 1275 lui-même. Il est alors évident que la contribution des sources de déclinaison différente de δ est d'autant plus faible que l'intégration porte sur un nombre de franges

plus élevé. La réduction relative d'amplitude d'une source de déclinaison $\delta + \Delta\delta$ est, après intégration d'un nombre N de franges :

$$\frac{\sin(\pi \operatorname{tg} \delta\, \Delta\delta\, N)}{\pi \operatorname{tg} \delta\, \Delta\delta\, N}.$$

La contribution de la source a, dont la déclinaison diffère de $\Delta\delta = 24' = 7\ 10^{-3}$ radians de celle de NGC 1275 est donc :

$$\frac{\sin(\pi N/162)}{\pi N/162};$$

elle devient négligeable pour $N < 135$ franges, c'est-à-dire pour tous les espacements supérieurs à 700 λ. Par contre, elle n'est qu'à peine diminuée pour les autres mesures, à l'exception du point à 380 λ où elle est multipliée par 0,64 et de celui à 500 λ où elle est multipliée par 0,32.

Compte tenu de ceci, on voit que les observations sont parfaitement compatibles avec la courbe de visibilité indiquée sur la figure 36, qui correspond à deux sources d'intensité respective 6,5 10^{-3} et $0{,}4 \times 6{,}5\ 10^{-3}$ unités, séparées par un intervalle EW de 18′, conformément aux données de Cambridge et Green Bank.

L'accord est également bon en ce qui concerne la source large b. Son flux peut être estimé à partir des observations de Heeschen (1961) ou de

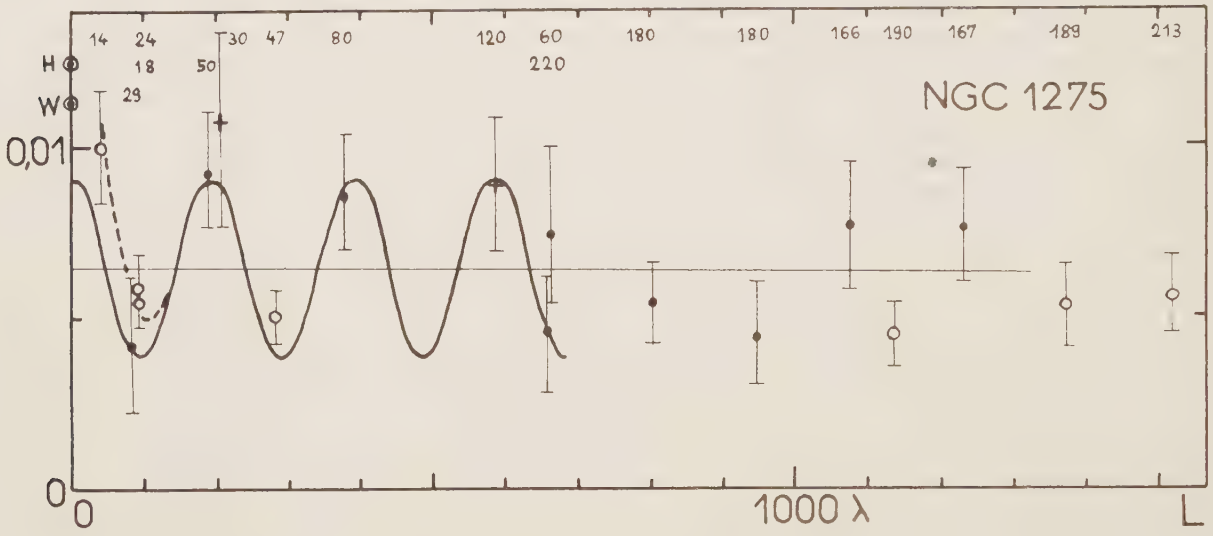

Fig. 36. — Courbe de visibilité donnée par la région de NGC 1275.

Westerhout (1958) sur 22 cm, obtenues avec un lobe de 37′ centré sur NGC 1275 : ces mesures sont indiquées figure 36 par les symboles W et H. Utilisons la mesure de Heeschen, plus récente ; le flux apparent que nous observons pour la source b, soit 2,6 10^{-3} unités, doit être multiplié par 2 pour obtenir le flux réel, la source se trouvant à 20′ de NGC 1275, donc sur le flanc du lobe. L'incertitude est considérable. On obtient, par comparaison avec nos mesures interférométriques, un diamètre apparent de 25 à 30′, en accord avec la détermination de Cambridge.

Si ces observations n'apportent qu'une confirmation de résultats connus, nos mesures à grand espacements permettent d'évaluer le diamètre apparent de NGC 1275 (fig. 37) : en effet, nous avons montré qu'aux espacements supérieurs à 700 λ la contribution des autres sources est négligeable. Par la méthode des moindres carrés, appliquée à ces seules mesures comme il a été indiqué au début de ce chapitre, on trouve un flux de $(5{,}8 \pm 0{,}6)\ 10^{-3}$ unités, en accord avec le chiffre énoncé plus haut ($6{,}5\ 10^{-3}$), et un diamètre apparent inférieur à 12″ (erreur probable). La comparaison avec les observations de Jodrell Bank

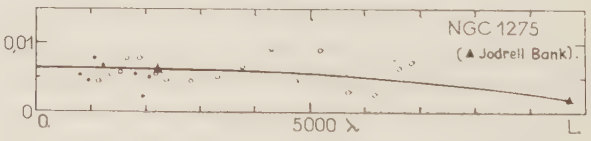

Fig. 37. — Courbe de visibilité de NGC 1275.

confirme ce dernier chiffre ; elles indiquent une visibilité relative de 0,6 à 2200 λ et de 0,2 à 9700 λ ; en raison de la complexité de la région de NGC 1275 il est difficile de dire à quoi correspond la visibilité, unité. Cependant, si l'on suppose que le diamètre de la source a vaut 2′, sa contribution à 2200 λ est négligeable et les franges pour cet espacement sont

dues uniquement à NGC 1275. On peut alors porter les mesures à 2200 λ et 9700 λ sur notre courbe de visibilité (fig. 37), ce qui conduit à un diamètre apparent de 10 ″. La température de brillance sur 21 cm est alors 80000 °K, en supposant la source circulaire.

La petitesse du diamètre apparent radioélectrique de NGC 1275 est surprenante : la radiosource est beaucoup plus petite que l'objet optique auquel on l'identifie (près de 2′). Il s'agit donc, si l'identification est parfaitement correcte, de l'émission des parties centrales, peut-être comme dans Virgo A. Or NGC 1275 est le seul exemple connu de galaxie double dont les composantes sont animées d'une vitesse relative considérable (au moins 3000 km/s) : c'est donc le seul cas où l'on soit justifié à expliquer le rayonnement radioélectrique par la collision entre deux galaxies. Les dimensions de la radiosource devraient alors être de l'ordre de celles de la galaxie visible, ou même supérieures, et on pourrait s'attendre à une émission intense : il n'en est rien, et il semble que le seul cas où l'on pourrait avoir affaire à une collision de galaxies va à l'encontre de la théorie, communément admise il y a quelques années, selon laquelle la plupart des radiosources extragalactiques intenses seraient dues à de telles collisions. Cet argument est à ajouter à ceux qui ont été développés par Shklovsky (1960*b*).

D'autre part, il nous paraît difficile de penser que les deux sources étroites *a* et *c* sont les composantes d'une radiosource physiquement, double, comme le proposent Lynds et Sobieski (1961); en effet, le rapport de la distance entre les deux sources (30′) au diamètre de NGC 1275 atteindrait 180, ce qui semble exclure toute association physique. L'existence d'un pont émissif entre ces deux sources n'est nullement prouvée, comme le reconnaissent d'ailleurs Lynds et Sobieski. Plus probablement, les 3 sources *a*, *b* et *c* sont 3 radiogalaxies indépendantes faisant partie de l'amas de Persée. L'amas de Coma présente un cas analogue.

Hydra A.

La courbe de visibilité de cette radiosource en base EW, reproduite figure 38, indique que l'on peut distinguer deux composantes peut-être superposées, l'une large, sensiblement gaussienne, dont le diamètre à demi-intensité est 42″, l'autre étroite et faible, le flux de cette composante étant de l'ordre du cinquième du flux global. Une mesure de Jodrell Bank à 2200 λ, qui donne une visibilité relative de 0,2, est sans doute erronée. La mesure à 9700 λ indique une visibilité relative de 0,08, ce qui, en supposant que les deux composantes ont un spectre identique, donnerait pour la composante étroite un diamètre apparent de 10″.

Les mesures de Caltech indiquent la présence d'un halo contenant 12 % ± 5 % du flux, ce qui n'est pas incompatible avec nos mesures. La composante principale semble allongée dans l'angle de position 30° environ, où ses dimensions atteindraient 1′, 2. Nous n'avons fait aucune mesure en

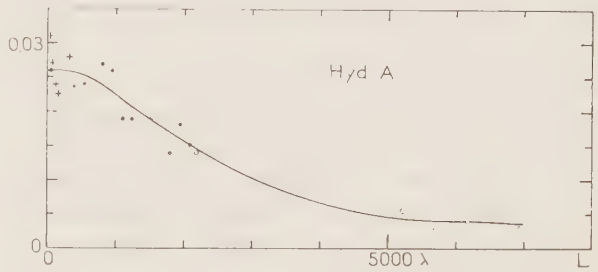

Fig. 38. — Courbe de visibilité de Hydra A.

base oblique susceptible de confirmer ce résultat. En définitive, la structure d'Hydra A rappelle quelque peu celle de Virgo A, puisqu'on y trouve une composante principale large et allongée, dont la température de brillance moyenne vaut 9000 °K sur 21 cm, et une composante étroite (70000 °K ?) ; le tout pourrait être noyé dans un faible halo. Cependant, la galaxie double qui est identifiée presque avec certitude à Hydra A ne ressemble en rien à M. 87.

Amas de Coma.

Nous avons tenté avec succès de détecter l'Amas de Coma, dans lequel Large, Mathewson et Haslam (1959) ont observé sur 408 Mc/s 3 sources qu'ils désignent par les lettres A, C et D dans le sens des ascensions droites croissantes. La source C est large, mais le diamètre de A et D est beaucoup plus petit.

Le résultat de nos mesures, effectuées en base EW, est porté figure 39 ; les antennes ont été

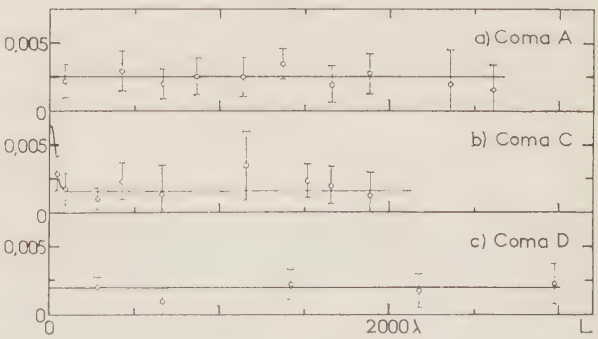

Fig. 39. — Courbes de visibilité des radiosources de l'Amas de Coma.

pointées vers les sources A, C et D (fig. 39, *a*, *b* et *c* respectivement). Les sources A et C étant distantes de 68′ ± 12′, elles ne sont pas séparées par nos antennes dont le lobe vaut 2°,9 à demi-puissance. La courbe 39 *a* n'est pas affectée par la présence de la source C, qui est large, pour tous les espacements auxquels nous avons fait des mesures. Par contre, dans la courbe 39 *b*, la source A donne une contribution aux franges égale à 65 % de son flux. Enfin, la source D (fig. 39 *c*) est bien isolée de A et C par nos antennes.

On voit que les sources A et D sont très étroites : leur diamètre est certainement inférieur à 1′. On peut estimer leur flux à partir des courbes *a* et *c* : si on les suppose ponctuelles, la source A donne $(2{,}5 \pm 0{,}3)\ 10^{-3}$ unités et la source D $(2{,}0 \pm 0{,}3)\ 10^{-3}$ unités, soient des flux égaux respectivement à $3{,}8 \pm 0{,}5$ et $3{,}0 \pm 0{,}5\ 10^{-26}$ W.m^{-2} (c/s)$^{-1}$. L'amplitude due à la source A dans la courbe *b* est $(1{,}6 \pm 0{,}3)\ 10^{-3}$ unités, conformément à ce que l'on pouvait prévoir.

La comparaison de ces flux avec ceux qui ont été obtenus sur 408 Mc/s permet d'estimer l'indice spectral de la source A à 0,42 ± 0,15 et celui de la source D à 0,55 ± 0,15, entre 408 et 1420 Mc/s.

Il est impossible de déduire de nos mesures le flux de la source large C. Si on suppose qu'à 1420 Mc/s elle est deux fois plus intense que la source A, comme sur 408 Mc/s, la mesure à l'espacement 43 λ indique un diamètre d'environ 40 ′, en accord avec les mesures de Jodrell Bank.

3C 452.

Pour cette source complexe et faible, nous n'avons pu mesurer que la densité de flux égale à

$$7{,}5 \pm 2{,}0\ 10^{-26}\ \mathrm{W.m^{-2}\ (c/s)^{-1}}.$$

V. — Températures de brillance sur les radiosources.

Nous indiquons ci-dessous, Tableau IV, les températures de brillance moyennes des composantes de radiosources étudiées sur 21 cm ; nous rappelons également le type auquel appartient la radiosource avec les symboles du Tableau III.

TABLEAU IV

Source	Type	T_b	Source	Type	T_b
3 C 33	D	$< 1{,}2\ 10^4$ °K	Virgo A	H	halo $3{,}7\ 10^2$ °K jet $1\ 10^5$
NGC 1275	—	$8\ 10^4$	Hercules A.....	D	$9\ 10^3$
3 C 123	D	$6\ 10^5$	3 C 353	D	$4{,}3\ 10^3$
Hydra A	H	large $9\ 10^3$ étroite $7\ 10^4$?	Cygnus A	D	$1{,}5\ 10^6$
3 C 273	D	$1\ 10^6$	3 C 444	D	$2\ 10^4$

Compte tenu de la différence entre les longueurs d'onde, nous voyons que les sources étudiées par nous ont des températures de brillance plus élevées, en gros, que celles étudiées à Caltech. Ceci tient à la différence entre les caractéristiques des appareillages utilisés ; la grande sensibilité et la faible résolution de l'interféromètre de Caltech le prédispose à l'étude des sources à faible température de brillance, alors que c'est l'inverse, à un moindre degré, pour l'interféromètre de Nançay : ces effets de sélection interdisent toute statistique sur les températures de brillance et même les diamètres. Les statistiques sont plutôt du ressort d'instruments comme l'interféromètre de Jodrell Bank qui possèdent à la fois une haute résolution et une bonne sensibilité.

CONCLUSION

Depuis quelques années, différents groupes de chercheurs ont compris l'importance d'une étude interférométrique à haute résolution sur les radiosources. Comme nous l'avons vu, les principales mesures ont été effectuées simultanément à Jodrell Bank, au California Institute of Technology et par nous-mêmes à Nançay. Les instruments utilisés ayant des caractéristiques très différentes, les résultats obtenus ne sont pas toujours de même nature.

Malgré sa faible sensibilité, qui a été compensée en partie par un dispositif d'intégration, l'inter-

féromètre à distance variable de Nançay a donné nombre de résultats nouveaux. Sa grande résolution a permis de découvrir au centre de la Galaxie une radiosource étroite et intense, qui est sans doute le noyau galactique lui-même, et de montrer que Cassiopeia A a la forme d'une enveloppe sphérique. Grâce à nos mesures, la structure complexe du Cygnus A et de Virgo A peut être considérée comme à peu près connue, aussi bien en tous cas que celle de Centaurus A dont les grandes dimensions rendent l'observation plus aisée.

Les observations de Jodrell Bank, de Caltech et les nôtres forment au demeurant un ensemble très cohérent ; toujours en excellent accord, elles se complètent très bien. Leur comparaison s'est révélée fructueuse : elle nous a permis de découvrir deux radiosources doubles comparables à Cygnus A du point de vue radioélectrique (3C 123 et 3C 273), Mais le résultat le plus important qui a été obtenu est la variation avec la fréquence de la forme et des dimensions de Cygnus A et de Virgo A : fait du plus haut intérêt, qui doit constituer une des bases principales pour toute théorie des radiogalaxies.

On peut cependant regretter qu'aucune de ces mesures n'ait réalisé une véritable synthèse d'ouverture, et qu'aucune carte d'isophotes à très haute résolution n'ait encore été dressée : c'est évidemment dans cette voie que devront s'engager les futures recherches, car c'est elle qui mènera à la connaissance de la nature des radiosources.

Quoi qu'il en soit, les travaux récents ont complètement bouleversé l'état de nos connaissances sur les radiosources extragalactiques : on sait maintenant que presque toutes sont complexes et que plus de 50 % ont une structure double. Il existe dans leur forme, leurs dimensions, et dans leur température de brillance une étonnante variété ; si la plus intense de toutes, Cygnus A, a une température de brillance extrêmement élevée, elle ne constitue pas un cas isolé ; mais une radiosource double plus typique est sans doute Hercules A, que nous avons décrite en détail.

Pour l'instant, les données nouvelles peuvent paraître fragmentaires et quelque peu disparates ; leur intérêt n'en est pas moins grand puisque l'on ne connaissait auparavant presque rien sur les radiosources extragalactiques. Il est bien naturel que les observations aient obligé à abandonner plusieurs théories qui avaient été avancées au sujet de ces radiosources, notamment la théorie des galaxies en collision : l'exemple de NGC 1275, que nous avons développé plus haut, est à cet égard particulièrement instructif. Mais des données morphologiques et spectrales s'accumulent, qui permettent bientôt d'élaborer des théories plus sûres.

En terminant ce travail, il nous est agréable de remercier Monsieur le Professeur Danjon, Directeur de l'Observatoire de Paris, qui a bien voulu nous y accueillir et, Monsieur J. F. Denisse, Astronome Titulaire, qui a dirigé nos recherches et nous a constamment aidé de ses conseils et de ses critiques.

E. Le Roux, qui a conçu et réalisé l'interféromètre sur lequel ce travail a été effectué, et dont la compétence dans les domaines les plus variés a souvent été mise à l'épreuve, trouvera ici l'expression de notre gratitude, ainsi que M. Vinokur et F. Biraud. Il en est de même de J. Arsac, qui a étudié pour nous le problème de la transformation de Fourier sans phase, et de J. Heidmann, dont la collaboration nous a été d'un grand secours. Nous remercions enfin A. Boischot, qui a relu et critiqué le manuscrit, et tous les membres du service de Radioastronomie, auprès desquels nous avons trouvé l'esprit de coopération et la sympathie qui sont pour le chercheur l'aide la plus précieuse.

Manuscrit reçu le 6 *mai* 1962.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Allen D. R., Palmer H. P., Rowson B., 1960, *Nature*, **188**, 731.
[2] Apushkinskii G. P., Pariiskii Y. N., 1959, *A. J. U. R. S. S.*, **36**, 739 (*Soviet Astronomy*, **3**, 717).
[3] Arsac J., 1959, *Optica Acta*, **6**, 77.
[4] Barrett A. H., 1961, *Ap. J.*, **134**, 945.
[5] Biraud F., Leroux E., Lequeux J., 1960, *Observatory*, **80**, 116.
[6] Bless R. C., 1962, *Ap. J.*, **135**, 187.
[7] Bolton J. G., 1960, *Obs. Cal. Tech. Radio Observatory*, n° 5.
[8] Colgate S. A., Johnson M. H., 1960, *Phys. Rev. Letters*, **5**, 235.
[9] Drake F. D., 1959, *Sky and Telescope*, **18**, 428.
[10] Drake F. D., 1960*a*, *N. R. A. O. Annual Report.*
[11] Drake F. D., 1960*b*, *Comm. Symposium U. R. S. I.*, Londres.
[12] Gershberg et al., 1961, *Isvestija Krimskoj Obs.*, **26**, 313.
[13] Ginzburg, 1953, *Uspekhi Fiz. Nauk.*, **51**, 343.
[14] Haddock F. T., Mayer C. H., Sloanaker R. M., (1954), *Nature*, **174**, 176.
[15] Harris D. E., 1961, *Obs. Cal. Tech. Radio Observatory*, n° 6.
[16] Harris D. E., Roberts J. A., 1960, *P. A. S. P.*, **72**, 237.

[17] Heeschen D. S., 1961, *Ap. J.*, **133**, 322.
[18] Heidmann J., Lequeux J., 1961, *Comptes rendus*, **253**, 226.
[19] Högbom J. A., Shakeshaft J. R., 1961, *Nature*, **189**, 561.
[20] Hoyle F., 1960, *Month. Not. R. A. S.*, **120**, 338.
[21] Jennison R. C., Latham V., 1959, *Month. Not. R. A. S.*, **119**, 174.
[22] Kron G. E., Mayall N. U., 1960, *A. J.*, **65**, 581.
[23] Kuzmin et al., 1960, *A. J. U. R. R. S.*, **37**, 975 (*Soviet Astronomy*, **4**, 909).
[24] Landau L. D., Lifshitz E. M., 1960, *Electrodynamics of continuous media*, Oxford, Pergamon Press.
[25] Large, Mathewson, Haslam, 1959, *Nature*, **183**, 1663.
[26] Lequeux J., 1962, *Notes et Informations* (Observatoire de Paris), sous presse.
[27] Lequeux J., Heidmann J., 1961, *Comptes rendus*, **253**, 804.
[28] Leslie P. R. R., Elsmore B., 1961, *Observatory*, **81**, 14.
[29] Lynds C. R., Sobieski S., 1961, *Pub. N. R. A. O.*, **1**, n° 10.
[30] McLean D. J., 1959, *Austr. J. Phys.*, **12**, 404.
[31] Maltby P., 1961, *Obs. Cal. Tech. Radio Observatory*, n° 5.
[32] Maltby P., Moffet A. T., 1962, *Obs. Cal. Tech. Radio Observatory*, n° 1.
[33] Mayer C. H., McCullough T. P., Sloanaker R. M., 1962, *Ap. J.*, **135**, 656.
[34] Menon T. K., 1961, *Pub. N. R. A. O.*, n° 1.
[35] Mills B. Y., 1953, *Aust. J. Phys.*, **6**, 452.
[36] Mills B. Y., 1960, *Aust. J. Phys.*, **13**, 550.
[37] Minkowski R., 1958, in *Paris Symposium in Radioastronomy*, p. 315.
[38] Moffet A. T., 1961, *Obs. Cal. Tech. Radio Observatory*, n° 4.
[39] Moffet A. T., Maltby P., 1961, *Nature*, **188**, 731.
[40] Morgan W. W., 1956, *P. A. S. P.*, **68**, 509.
[41] Oort J. H., 1959, in *Handbuch der Physik*, vol. **53**, p. 100.
[42] Pariiskii Y. N., 1960, *Doklady Akad. Nauk. U. R. S. S.*, **129**, 1261.
[43] Pariiskii Y. N., 1961*a*, *A. J. U. R. S. S.*, **38**, 483 (*Soviet Astronomy*, **5**, 358).
[44] Pariiskii Y. N., 1961*b*, *A. J. U. R. S. S.*, **38**, 798.
[45] Pariiskii Y. N., 1961*c*, *Doklady Akad. Nauk.*, **137**, 49.
[46] Palmer H. P., 1961, *Communication aux commissions* 28 *et* 40 *de l'U. A. I.*, Berkeley. *Communication privée.*
[47] Piddington J. H., Trent G. H., 1956, *Aust. J. Phys.*, **9**, 74.
[48] Pikel'ner S. P., Shklovsky I. S., 1961, *A. J. U. R. S. S.*, **38**, 196. (*Soviet Astronomy*, **5**, 146).
[49] Pottasch S., 1959, *Ann. d'Ap.*, **22**, 297.
[50] Rowson B., 1959, *Month. Not. R. A. S.*, **119**, 26.
[51] Schatzman E., 1962, sous presse.
[52] Seeger C. L., Westerhout G., 1957, *B. A. N.*, **13**, 312.
[53] Sharpless S., 1953, *Ap. J.*, **118**, 362.
[54] Shklovsky I. S., 1960*a*, *A. J. U. R. S. S.*, **37**, 256. (*Soviet Astronomy*, **4**, 243).
[55] Shklovsky I. S., 1960*b*, *A. J. U. R. S. S.*, **37**, 945. (*Soviet Astronomy*, **4**, 885).
[56] Smith H. J., Hoffleit D., 1961, *P. A. S. P.*, **73**, 292.
[57] Spitzer L., 1956, *Physics of Fully Ionised Gases*, Interscience Pub. (Traduction française, 1959, Dunod).
[58] Tsin Zhun Hao, 1961, *A. J. U. R. S. S.*, **38**, 483 (*Soviet Astronomy*, **5**, 358).
[59] Tunmer H., 1959, *Month Not. R. A. S.*, **119**, 184.
[60] Twiss R. Q., Carter A. W. L., Little A. G., 1960, *Observatory*, **80**, 153.
[61] Van Houten, 1961, *B. A. N.*, **16**, 1.
[62] Vinokur M., 1959, *Thèse d'Ingénieur-Docteur*, Paris, à paraître.
[63] Walker M., Lallemand A., Duchesne M., 1960, *Comptes rendus*, **250**, 975.
[64] Westerhout G., 1958, *B. A. N.*, **14**, 215.
[65] Williams P. S. J., Dewhirst D. W., Leslie P. R. R., 1961, *Observatory*, **81**, 64.
[66] Wilson R. W., Bolton J. G., 1960, *P. A. S. P.*, **72**, 331.
[67] Woltjer L., 1957, *B. A. N.*, **13**, 301.
[68] Woltjer L., 1958, *B. A. N.*, **14**, 39.
[69] Zwicky F. et al., 1961, *P. A. S. P.*, **73**, 351.

Imprimerie Taffin-Lefort, à Lille (France). — *Published in France.*

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

La corrélation des photons.

Vu et approuvé :
Paris, le 20 Juin 1962
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
M. Zamansky.

Vu et permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie de Paris,
Jean Roche.